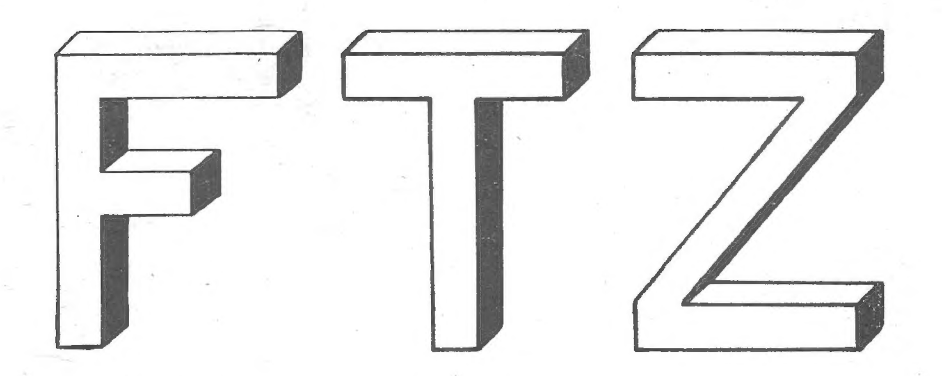


FERNMELDETECHNISCHE ZEITSCHRIFT

AUFSÄTZE UND MITTEILUNGEN AUS DEM FERNMELDEWESEN

1949 Februar Heft 2

Inhalt:



Guglielmo Marconi 1874—1937

HERAUSGEBER: DIPL.-ING. JOHANNES WOSNIK · DÜSSELDORF
VERLAG: FRIEDR. VIEWEG & SOHN · BRAUNSCHWEIG

FERNMELDETECHNISCHE ZEITSCHRIFT - Heft 2, Februar 1949

Erscheint monatlich. Bezugspreis: Vierteljährlich 6,— DM, Einzelheft 2,50 DM. Bezug durch Post, Buchhandel oder Verlag.

HERAUSGEBER UND LIZENZTRÄGER: Dipl.-Ing. Johannes Wosnik, (22 a) Düsseldorf, Karl-Theodor-Str. 10.

SCHRIFTLEITER: Dipl.-Ing. H. Bornemann, (16) Frankfurt/Main, Elbestr. 1; Dr.-Ing. R. Führer, (13 b) München 2, Tillystr. 1-3; Dr. H. Rindfleisch, (24 a) Hamburg, Rothenbaumchaussee 132—134.

GESCHÄFTSSTELLE: Willy Greger, (16) Frankfurt/Main 2, Gallusanlage 2, Fernruf: 30521.

VERLAG: Friedr. Vieweg & Sohn, (20 b) Braunschweig, Burgplatz 1, Fernruf: 2184, Postscheck: Hannover 227.

DRUCK: Schloß-Buchdruckerei, Braunschweig, Schützenstraße 37.

Aufsätze an den Herausgeber oder einen Schriftleiter erbeten. Anzeigen durch den Verlag.

Veröffentlicht unter Zulassung 204 und C 3095 B der Nachrichtenkontrolle der Militärregierung.

Umschlagfoto: Deutsches Museum, München.

Wilhelm Quante

INH.: HERMANN QUANTE

Spezialfabrik für Apparate der Fernmeldetechnik



Gegründet 1894

Fernsprech-Sammel-Nr. 34341

Wuppertal - Elberfeld

Uellendahler Straße 353

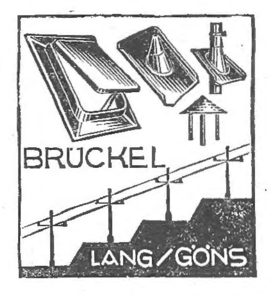
Dachständer-Eindeckbleche, einteilig und zweiteilig

Anker-Eindeckbleche, einteilig, zweiteilig und mit drehbaren Stutzen

Mastkappen

Verzinkte Aussteigläden

Verzinkte Erdplatten



Robert Brückel · Lang Göns i. Hessen

FABRIKATION VON BLECHWAREN

Gleichrichtergeräte

für alle technischen Verwendungszwecke. Netzspeisegeräte, Dauerladeeinrichtungen usw. liefert kurzfristig

ING. A. SCHMIDT-BALVE

Wuppertal-Sonnborn · Alte Dorfstraße 40

FTZ *Der Jahrgang 1948 (8 Hefte) der*

FERNMELDETECHNISCHEN ZEITSCHRIFT

ist noch begrenzt zum Preise von DM 15,– lieferbar. Bestellungen an den Verlag erbeten.

FRIEDR. VIEWEG & SOHN · BRAUNSCHWEIG

SOEBEN ERSCHEINT:

Führer durch die Strömungslehre

von Professor Dr. Ludwig Prandtl

früher Direktor des Kaiser-Wilhelm-Instituts für Strömungsforschung.

3. durchgesehene und ergänzte Auflage, XV, 407 Seiten mit 347 Abbildungen. DM 16,—

Aus dem Inhalt: Eigenschaften der Flüssigkeiten und Gase. Gleichgewichtslehre. Kinematik der Flüssigkeiten. Dynamik der reibungsfreien Flüssigkeit. Bewegung zäher Flüssigkeiten. Turbulenz. Widerstände. Technische Anwendungen. Strömung mit erheblichen Volumenänderungen (Gasdynamik). Einzelausführungen. Neuere Buchliteratur auf dem Gebiet der Strömungslehre.

Prospekte bitten wir anzufordern · Zu beziehen durch jede Buchhandlung

FRIEDR. VIEWEG & SOHN · BRAUNSCHWEIG

Dielektrische Richtstrahler

Von **P. Mallach**, Kappeln/Schlei (Schleswig-Holstein)

Mit 14 Abbildungen

DK 621.396.677.2

Teil I. Stielstrahler

Inhaltsübersicht

I. Einleitung

Die ersten Versuche, mit zweckmäßig geformten nichtleitenden Stoffen Richtdiagramme zu erzielen, wurden vom Verfasser am Heinrich-Hertz-Institut in Berlin 1939 vorgenommen. Die Ereignisse verhinderten bisher eine Veröffentlichung der Untersuchungen an diesen dielektrischen Richtantennen, deren Hauptformen der Stiel- und der Mantelstrahler sind. Es handelt sich hier um Längsstrahler, deren geringe Ausdehnung senkrecht zur Strahlungsrichtung sie für Wellenlängen unterhalb 60 cm den bekannten Richtantennen überlegen erscheinen läßt und unterhalb 30 cm bis zu mm-Wellen herab besonders handliche Formen ergibt.

II. Fortleitung elektromagnetischer Wellen an dielektrischen Stäben

Neben den von Sommerfeld untersuchten Hauptwellen, die beim Fortschreiten elektromagnetischer Wellen längs eines gut leitenden Drahtes allein der Beobachtung zugänglich sind, treten — wie D. Hondros und P. Debye [1] gezeigt haben — prinzipiell noch andere Typen, die sogenannten Nebenwellen auf. Infolge der sehr großen Dämpfung, die sie im Innern des Drahtes erfahren, ist ihr Nachweis jedoch an leitendem Material nicht möglich.

Bei nicht leitendem Material fällt die Dämpfungsursache fort, so daß der experimentelle Nachweis möglich ist, wie Zahn [2], Schriever [3] und Southworth [4] in ihren Untersuchungen nachweisen konnten.

Alle bisherigen theoretischen und experimentellen Untersuchungen auf diesem Gebiet befassen sich lediglich mit dem Problem der Fortleitung, ohne die Strahlung zu berücksichtigen, wobei außerdem der für Strahlungszwecke an sich ungeeignete Typ der E-Welle behandelt wird.

Demgegenüber soll die vorliegende Arbeit zeigen, daß Hochfrequenz-Isolierstoffe die Grundlage für den Aufbau von Richtantennen im Bereich der dm- und cm-Wellen bilden können, wobei naturgemäß vor allem der Typ der H-Welle *) in Betracht kommt.

III. Grundversuche über dielektrische Richtstrahler

Mit diesen neuartigen dielektrischen Antennen lassen sich auf Grund ihrer besonderen Formung bei einfacher Anregung und sehr geringen Querschnittsabmessungen scharfe Richtdiagramme erzielen.

So genügt es z. B., eine Stange, eine Platte oder ein Rohr aus Isoliermaterial einseitig an einen Dipol zu

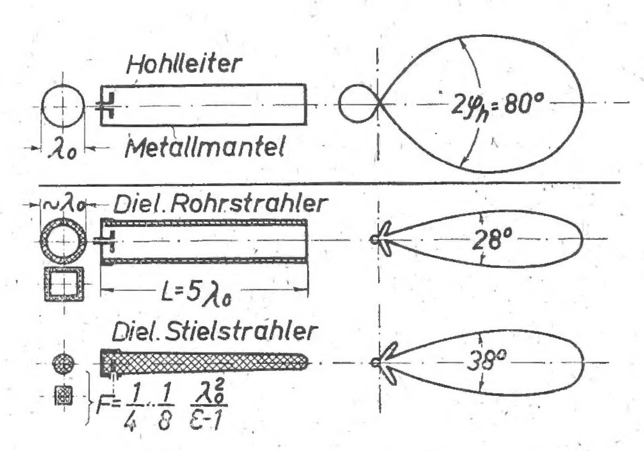


Abb. 1. Abstrahlung dielektrischer Richtstrahler im Vergleich zum Hohlleiter

setzen, um die Strahlung in die Hauptausdehnung des Dielektrikums zu lenken.

Mit einer derartigen einfachen Anordnung wurden die ersten Grundversuche im Sommer 1939 vorgenommen und in den Jahren bis 1944 zur technischen Verwendbarkeit entwickelt.

Da sich auch ohne Reflektor bei bestimmten Querschnitten eine überwiegend einseitige Strahlung ergab, konnte angenommen werden, daß sich in der Hauptsache fortschreitende Wellen ausbilden. Es zeigte sich, daß für das erzielbare Diagramm, d. h. also für Halbwertbreite, Nebenzipfel und rückwärtige Strahlung eine Reihe von Faktoren, wie die Anregungsart, die Dielektrizitätskonstante, die Quer- und Längsdimensionen im Verhältnis zur Wellenlänge und die Form

---

*) Richtiger werden nach einem Vorschlag von O. Zinke diese Wellen HE-Wellen genannt, weil ein reiner H-Typ bei unsymmetrischer Anregung nicht existieren kann. (s. theor. Teil der Arbeit).

des dielektrischen Körpers maßgebend sind. Um einen Vergleich der erzielbaren Bündelungen mit einem bekannten Richtstrahlsystem durchzuführen, wurde ein Hohlleiter mit einer Öffnung von einer Wellenlänge, der bei merklicher rückwärtiger Strahlung eine Halbwertbreite von $2\,\varphi_h = 80^0$ aufweist, den beiden Hauptformen der dielektrischen Richtstrahler, dem Stiel- bzw. Rohrstrahler in Abb. 1 gegenübergestellt. Während der dielektrische Rohrstrahler bei gleichen Abmessungen eine Halbwertbreite von $2\,\varphi_h = 28^0$ (gegenüber 80^0 beim Hohlleiter) liefert, hat der Stielstrahler bei wesentlich geringeren Querschnittsabmessungen eine Bündelung von $2\,\varphi_h = 38^0$. Dieser beachtliche Unterschied der beiden dielektrischen Strahler gegenüber dem Hohlleiter rührt daher, daß wir es beim Hohlleiter mit einem reinen Querstrahler zu tun

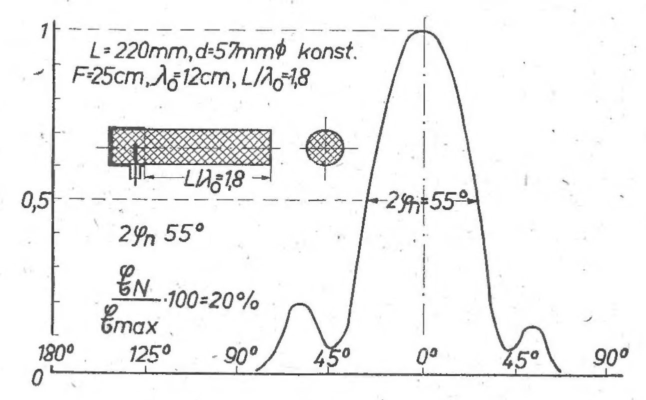


Abb. 2. Strahlungsdiagramm eines kurzen Stielstrahlers mit gleichbleibendem Querschnitt

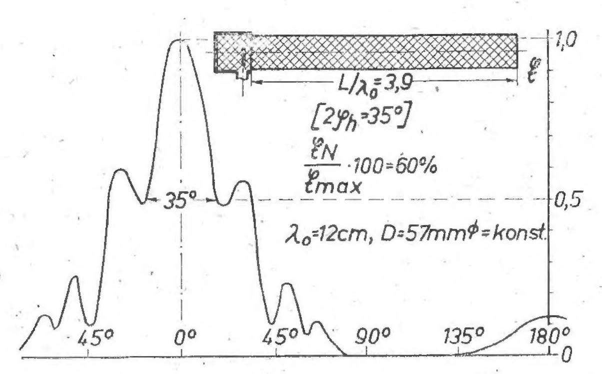


Abb. 3. Strahlungsdiagramm eines langen Stielstrahlers mit gleichbleibendem Querschnitt

haben, bei dem die Länge zur Strahlung nicht beiträgt, während die dielektrischen Richtstrahler in ihrer ganzen Länge auf Grund der im Stab geführten Welle die Strahlungscharakteristik bestimmen, wobei außerdem die Querausdehnung zur Bündelung mit beiträgt, so daß man bei einigen Formen der dielektrischen Strahler von Quer-Längsstrahlern sprechen kann; dann nämlich, wenn Quer- und Längsausdehnung in gleicher Weise zur Strahlung beitragen.

IV. Strahlungsdiagramme und Formung dielektrischer Stielstrahler

a) Stiele mit gleichbleibendem Querschnitt

In dem vorliegenden ersten Teil werden die dielektrischen Stielstrahler behandelt; der später folgende zweite Teil soll die Mantelstrahler behandeln.

Eine gute Bündelung ist nur bei bestimmten Querschnittsflächen, die von der Dielektrizitätskonstante ε_{rel} des verwendeten Materials und der Wellenlänge abhängen, zu erzielen. Dieser Querschnitt ergibt sich nach den vorgenommenen Untersuchungen zu

$$F_{max} = 0{,}2\,\lambda_0^2\,(\varepsilon_{rel} - \varepsilon_f)^{-1} \tag{1a}$$

bis zu

$$F_{min} = 0{,}087\,\lambda_0^2\,(\varepsilon_{rel} - \varepsilon_f)^{-1}. \tag{1b}$$

Dabei ist λ_0 die Vakuumwellenlänge und ε_f eine von der Frequenz abhängige fiktive Dielektrizitätskonstante, die der am freien dielektrischen Stab sich ausbildenden Wellenlänge λ'_ε zugeordnet ist.

Der erforderliche Querschnitt nimmt also mit wachsendem ε_{rel} rasch ab. Diese Dimensionierung ergibt

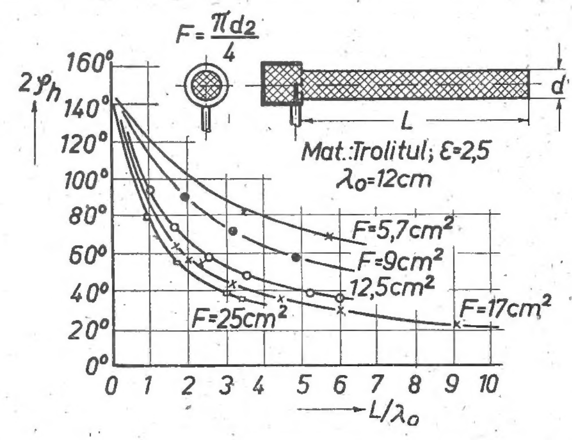


Abb. 4. Halbwertbreite $2\varphi_h$ in Abhängigkeit von der Länge L/λ_0 für verschiedene Querschnittsflächen

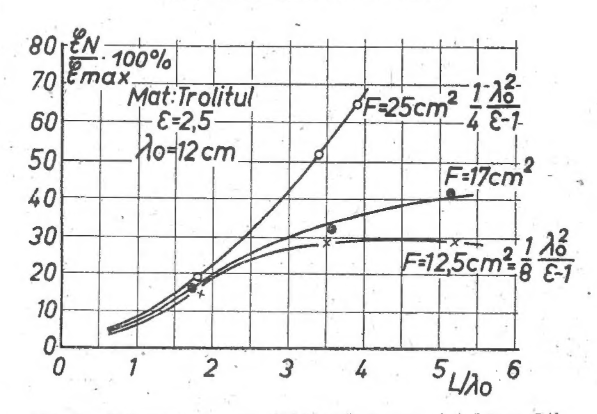


Abb. 5. Nebenmaxima in Abhängigkeit von der Länge L/λ_0

sich aus der Tatsache, daß für eine brauchbare Strahlungscharakteristik die Fortpflanzungsgeschwindigkeit längs des Stiels nur wenig kleiner als die Lichtgeschwindigkeit sein darf: d. h. die am Stiel auftretende Wellenlänge λ'_ε darf nur um etwa 15 % kleiner sein als die Luftwellenlänge λ_0 (s. theor. Teil der Arbeit). Gleichzeitig tritt hier bei ausreichender Führung der Welle die stärkste Ausstrahlung auf. Für eine Wellenlänge von $\lambda_0 = 12$ cm ergibt sich bei Verwendung von Trolitul ($\varepsilon_{rel} = 2{,}5$) eine Querschnittsfläche von $F_{max} = 26\text{ cm}^2$, ($\varepsilon_f = 1{,}4$); $F_{min} = 9\text{ cm}^2$, ($\varepsilon_f = 1$).

Die Strahlungsdiagramme wurden mit einer automatischen Registriereinrichtung aufgenommen und vielfach durch punktweise Messungen kontrolliert.

In Abb. 2 ist ein gemessener Stiehlstrahler in seiner geometrischen Anordnung mit dem zugehörigen Strahlungsdiagramm für eine Wellenlänge von 12 cm dargestellt.

Eine metallische Kappe, an die das Speisungskabel angeflanscht war, diente gleichzeitig als Reflektor und Halterung; die Fortsetzung des Kabel-Innenleiters bildete den Dipol, der als $\lambda/4$- oder besser $\lambda/2$-Strahler ausgeführt sein kann. Da mit quadratischer Gleichrichtung gearbeitet wurde, mußte die Meßkurve (E^2) entzerrt werden. In Abb. 2 sind bereits die E-Werte wiedergegeben. Bei einer Halbwertbreite von $2\varphi_h = 55^0$ treten Nebenmaxima von $E_N/E_{max} = 20\,\%$ auf. Die Rückstrahlung liegt unter 5 % der Hauptkeule.
Dagegen ergibt sich für einen längeren Stiel nach Abb. 3 ($L/\lambda_0 = 3{,}9$) bei sonst gleichen Versuchsbe-

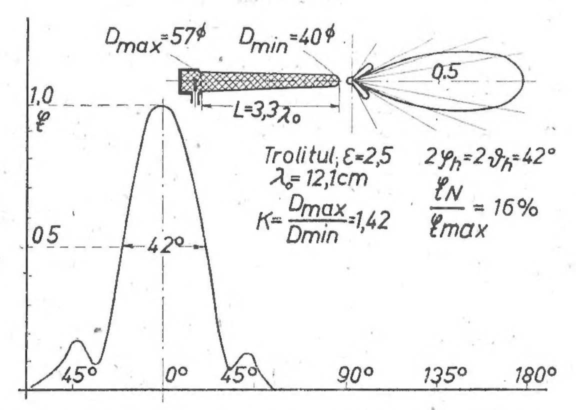


Abb. 6. Strahlungsdiagramm eines konischen Stielstrahlers

dingungen zwar eine bessere Halbwertbreite von $2\varphi_h = 35^0$, doch steigen die Nebenmaxima auf technisch unzulässig hohe Werte von etwa 60 % des Hauptmaximums an. Außerdem ist eine sehr merkliche rückwärtige Strahlung von etwa 14 % festzustellen. Am Ende des Stiels tritt an der Grenzfläche Dielektrikum/Luft eine Reflexion auf, die zu einer rücklaufenden Welle führt und somit die Strahlung bei 180^0 hervorruft. Bei Vergrößerung der Querschnittsfläche F steigen die Nebenzipfel weiter an, so daß schließlich eine Aufspaltung des Diagramms in mehrere Hauptzipfel erfolgt.
Der Zusammenhang zwischen Halbwertbreite $2\varphi_h$ bzw. den Nebenzipfeln bei verschiedenen Querschnittsflächen in Abhängigkeit von der Länge L/λ_0 geht aus den Abb. 4 und 5 hervor. In Abb. 4 ist die Halbwertbreite $2\varphi_h$ für mehrere Querschnittsflächen F als Funktion der Länge L/λ_0 aufgetragen. Die beste Bündelung ergibt $F = 25\text{ cm}^2$; allerdings nimmt die Bündelung auch bei geringeren Querschnittsflächen nicht wesentlich ab. Selbst für $F = 12{,}5\text{ cm}^2$, also bei einer Verkleinerung auf die Hälfte, ist sie noch verhältnismäßig gut. Die Kurve $F = 9\text{ cm}^2$ entspricht etwa dem normalen, alternierend gespeisten Längsstrahler aus einzelnen Dipolen. Bei weiterer Querschnittsverminderung ($F = 5{,}7\text{ cm}^2$) nimmt die Bündelung rasch ab; die Wellenführung längs des Stiels ist nicht mehr ausreichend. Eine gute Richtcharakteristik läßt sich bei allen vorgenommenen Untersuchungen auch bei anderen dielektrischen Materialien zwischen $\varepsilon_{rel} = 1{,}8$ und 64 nur bei Querschnittsflächen zwischen den durch (1 a) und (1 b) bestimmten Grenzen erreichen.
Für die gleichen Versuchsbedingungen sind in Abb. 5 die Nebenmaxima als Funktion der Länge L/λ_0 aufgetragen. Für kurze Stiele ($L/\lambda_0 \leq 2$) sind kaum Abweichungen zwischen den verschiedenen Querschnittsflächen festzustellen, dagegen spreizen die Kurven für größere Längen fächerförmig auseinander, wobei selbst für $F = 12{,}5\text{ cm}^2$ noch Werte von 30 % der Hauptkeule auftreten.

b) Konische Stiele

Durch einen einfachen Kunstgriff ist es möglich, die Nebenmaxima und die Rückstrahlung weitgehend auch bei längeren Stielen zu unterdrücken. Eine geringe Verjüngung des Stiels läßt die Nebenzipfel auf technisch vernünftige Beträge absinken. In Abb. 6 ist der Verjüngungsfaktor $k = D_{max}/D_{min}$ zu 1,42 — entsprechend einem Winkel gegen die Stielachse von rund 1^0 — gewählt. Der Einfluß der Verjüngung auf Halbwertbreite und Nebenzipfel bei konstanter Länge ist in Abb. 7 dargestellt. Bereits eine geringfügige Verjüngung drückt die Nebenmaxima stark herunter. Daß dabei die Bündelung etwas abnimmt, entspricht einer für alle Antennen gültigen zwangsläufigen Verknüpfung dieser beiden Größen. Wie man sieht, ist es nicht notwendig, den Stiel zu einer Spitze auslaufen zu lassen; es genügt, vom Anfangsquerschnitt F_{max} nach (1 a) unmittelbar an der Fassung auf den Wert F_{min} (1 b) am Ende des Stiels herunterzugehen (s. theor. Teil der Arbeit). Bei kurzen Strahlern $L/\lambda_0 \leq 2$ kann die Verjüngung u. U. noch kleiner sein, da hier die Nebenzipfel ohnehin geringfügig sind.

c) Breitbandeigenschaften des Diagramms

Innerhalb eines Wellenlängenbereiches von 11 bis 13 cm wurden zwei derartige konische Stielstrahler verschiedener Länge (Abb. 8) auf ihre Breitbandeigenschaften hinsichtlich des Strahlungsdiagramms untersucht. Ein größerer Wellenbereich konnte zunächst mit dem zur Verfügung stehenden Magnetron nicht

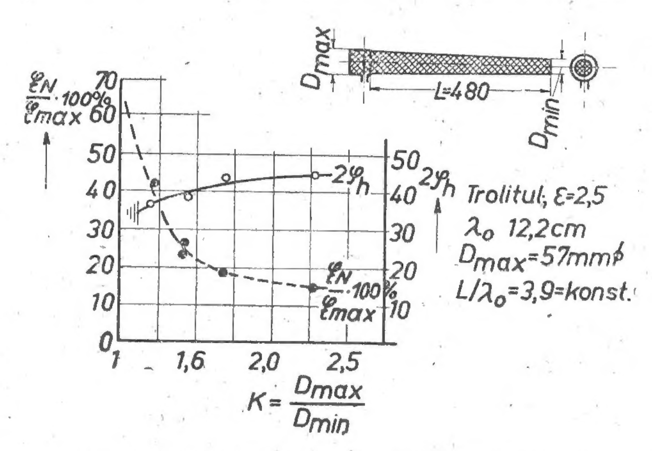


Abb. 7. Einfluß der Verjüngung auf Halbwertbreite und Nebenmaxima

überstrichen werden. Die Nebenmaxima bleiben innerhalb des ganzen Bandes unter 20 %, während sich die Halbwertbreite — entsprechend der Änderung L/λ_0 — unwesentlich ändert. Der Breitbandcharakter ist also zumindest für den gemessenen Bereich deutlich ausgeprägt. Als Maß für die Breitbandeigenschaften von dielektrischen Strahlern soll der Variationsbereich, innerhalb dessen sich brauchbare Strahlungsdiagramme erzielen lassen, angegeben werden. Dabei erhält man für $\varepsilon_{rel} = 1{,}6$ eine Frequenzvariation von 1 : 2,7, für $\varepsilon_{rel} = 16$ eine solche von 1 : 1,6. Mit zunehmender D. K. werden die Breitbandeigenschaften also schlech-

ter; sie bleiben aber immerhin noch verhältnismäßig günstig im Vergleich zu anderen Richtantennen mit vergleichbarer Richtschärfe. Dabei ist zu beachten, daß man an sich eine größere Durchlaßbreite nach längeren Wellen hin erzielen kann, da eine Grenzfrequenz hier nicht existiert. Doch wird die Führung der Welle am Stab sehr lose, so daß die Bündelung rascher abnimmt. Bei Anregung durch ein kurzes Hohlleiterstück, wie es bei den vorliegenden Untersuchungen meist verwendet wurde, ergibt sich naturgemäß die normale Durchlaßbreite eines Hohlleiters.

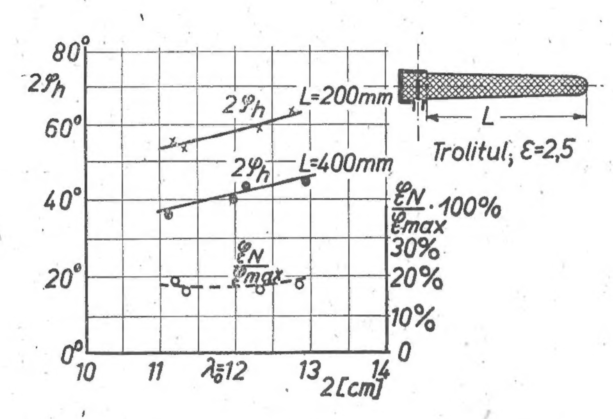


Abb. 8. Breitbandeigenschaften des Strahlungsdiagramms dielektrischer Stielstrahler

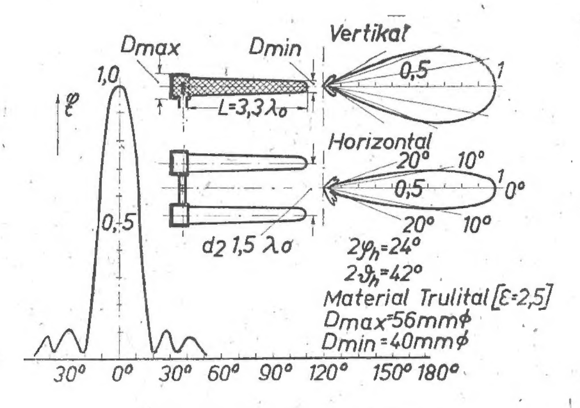


Abb. 9. Gruppe mit 2 Stielstrahlern

Die Ortskurve für den Verlauf des Widerstandes im Fußpunkt des Strahlers konnte zunächst nicht aufgenommen werden, da Sender für einen größeren Variationsbereich nicht zur Verfügung standen. Es wurde daher lediglich der Antennenfußpunktwiderstand bei Anregung mit einem Dipol von $\lambda/4$- bzw. $\lambda/2$-Charakter gemessen. Im Resonanzpunkt ergaben sich Werte von R = 28 Ohm bei einem Schlankheitsgrad von l/d = 4, bzw R = 180 Ohm für l/d = 7. Für die Bemessung des Dipols ist hier die Materialwellenlänge $\lambda_0/\sqrt{\varepsilon_{rel}}$ maßgebend. Die zu einem späteren Zeitpunkt aufgenommenen Ortskurven für den Fußpunktwiderstand sind leider verlorengegangen.

d) Gruppen von Stielen

Es liegt nahe, mehrere konische Stiele zu Gruppen zu vereinigen, um möglichst scharfe Bündelungen zu erzielen. Da jeder Einzelstiel je nach seiner Länge eine Anzahl von Dipolen ersetzt, kann man beispielsweise zwei Stiele von 3,3 λ_0 Länge in einem Abstand von 1,5 λ_0 anordnen (Abb. 9). Die Bündelung beträgt in der Horizontalen $2\varphi_h = 24^0$, in der Vertikalen ist die Bündelung des Einzelstiels wirksam, sie ergibt sich zu $2\varphi_h = 42^0$.

Die Nebenzipfel bleiben unter 15 % des Hauptmaximums, während die Rückstrahlung nicht meßbar (kleiner als 3 %) ist.

Die gleiche Anordnung auch in der Vertikalen, also 4 Stiele in den Ecken eines Quadrates von 1,5 λ_0 Seitenlänge angeordnet, stellt insofern den technisch günstigsten Fall einer Gruppe dar, als hierbei die optimale Absorptionsfläche im Verhältnis zur Querausdehnung erreicht wird. Die Strahlungskeule ist wieder praktisch rotationssymmetrisch.

Eine Gruppe aus 4 Stielen nebeneinander (Abb. 10) ergibt eine Halbwertbreite von $2\varphi_h = 10{,}6^0$. Zwei derartige Gruppen, insgesamt also 8 Stiele, würden eine Bündelung von $2\varphi_h = 5^0$ liefern. Die größte

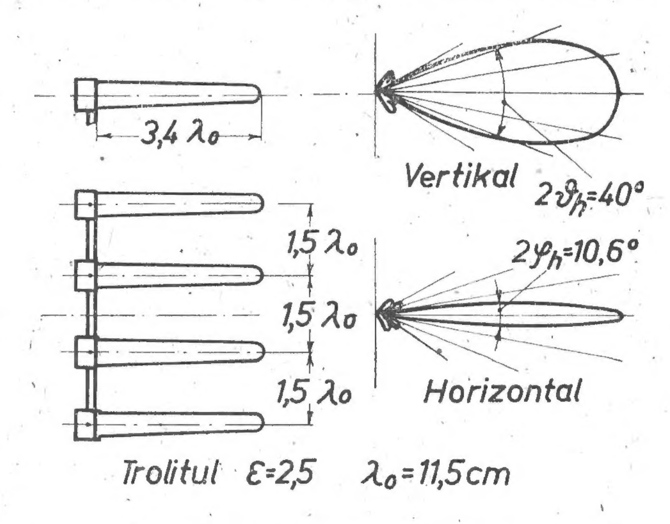


Abb. 10. Gruppe aus 4 Stielstrahlern

projektierte Stielstrahleranordnung bestand aus insgesamt 64 Stielen. Die Halbwertbreite betrug dabei weniger als 0,5⁰.

e) Einfluß verschiedener dielektrischer Materialien

Neben dem wegen seiner leichten Formbarkeit meist verwendeten Trolitul wurden auch Stoffe mit höherer D. K. untersucht, wie Glas, Calit und Frequenta, Kerafar bzw. Kondensa bis zu einem $\varepsilon_{rel} = 64$. Insbesondere für größere Wellenlängen von etwa 30 bis 60 cm wird man aus Gründen der kleineren Ausmaße höhere Dielektrizitätskonstanten verwenden. Trotz des größeren spezifischen Gewichts von etwa 3,9 werden die keramischen Strahler bei ε_{rel}-Werten von etwa 10 ab leichter als bei Verwendung von Trolitul. Wegen seiner Sprödigkeit kann keramisches Material in manchen Fällen nicht verwendet werden, so daß hier Kunststoffe mit geeigneteren Festigkeitswerten in Frage kommen. Zulässig sind alle Isolierstoffe mit einem Verlustwinkel bis zu $\operatorname{tg}\delta = 50 \cdot 10^{-4}$, wenn man den Strahlungswirkungsgrad auf nahezu 100 % halten will. Demgegenüber ist die Verwendung von Material mit sehr kleinem ε_{rel} bis zu 1,6 herab bei extrem kurzen Wellen ab 3 cm zu bevorzugen, da hierbei die Dimensionen nicht zu klein und die Breitbandeigenschaften günstiger werden.

V. Theorie der dielektrischen Richtstrahler

a) Versuchsaufbau und Messung der HE-Welle

Für den Typ der HE-Welle existierten seinerzeit keinerlei Messungen. Es wurde daher mit der in Abb. 11 skizzierten Vorrichtung, die den dielektrischen Stab (Trolitul, $\varepsilon_{rel} = 2{,}5$) in seiner ganzen Länge abzutasten erlaubt, die Stabwellenlänge λ'_ε als Funktion des Durchmessers im Verhältnis zur Wellenlänge (D/λ_0) gemessen. Ein ausreichend großer Reflektor am Ende des Stabs erzwingt ausgeprägte stehende Wellen und ermöglicht eine genaue Bestimmung der Minima.

Die Stabwellenlänge λ'_ε ist demnach bei kleinen Durchmessern bis zu $D/\lambda_0 \leq 0{,}27$, entsprechend $F_{min} = 0{,}087\,\lambda_0^2\,(\varepsilon_{rel} - \varepsilon_f)^{-1}$ innerhalb der Meßgenauigkeit gleich der Luftwellenlänge. Eine Grenzfrequenz, unterhalb derer eine Fortführung der Welle nicht mehr möglich

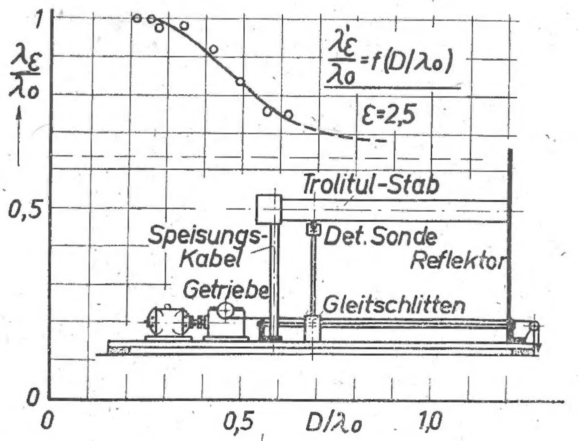


Abb. 11. Ausbreitungsgeschwindigkeit der HE-Welle in Abhängigkeit von D/λ_0

ist, existiert hier also nicht. Dafür nimmt die Führung der Welle und damit die intensive Anregung der von der Fassung entfernteren Zonen des Stiels bald rasch ab. Mit wachsendem Durchmesser D/λ_0 bzw. größerer Querschnittsfläche F wird die Stabwellenlänge kleiner, um sich asymptotisch der Materialwellenlänge $\lambda_\varepsilon = \lambda_0/\sqrt{\varepsilon_{rel}}$ zu nähern. Gleichzeitig bleibt der größte Teil der Energie jetzt auf das Innere des Dielektrikums bzw. auf seine nächste Umgebung beschränkt, so daß die Abstrahlung aus diesem Grunde kleiner wird. Es können jetzt Wellentypen höherer Ordnung auftreten, so daß eine gleichsinnige Feldstärkebelegung über den Querschnitt des Stiels nicht mehr möglich ist und die experimentell nachgewiesene Aufzipfelung des Diagramms als Folgeerscheinung auftritt. Die am Stiel geführte Welle kann also je nach dem Verhältnis D/λ_0 alle Phasengeschwindigkeiten zwischen c und $c/\sqrt{\varepsilon_{rel}}$ annehmen. Sie verhält sich wie eine elektromagnetische Welle in einem Material mit der (frequenzabhängigen) fiktiven Dielektrizitätskonstante ε_f.

$$\lambda'_\varepsilon = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\varepsilon_f}}. \qquad (2)$$

(Allgemein kann diese Schreibweise auch für Hohlleiter verwendet werden; der Grenzwellenlänge entspricht dann ein $\varepsilon_f = 0$.)

Läßt man den Reflektor in Abb. 11 fort, so ergibt sich bei der Abtastung je nach dem Durchmesserverhältnis ein mehr oder weniger großer Anteil stehender Wellen, der bei größeren Querschnittsflächen bis zu 40 % beträgt. Die Wellenlänge selbst wird durch Entfernen des Reflektors nicht geändert. Die Ursache dieser stehenden Wellen liegt in dem plötzlichen Wellenwiderstandssprung beim Austritt der Welle am Ende des Stiels, und zwar ist Z'_ε, d. h. der Wellenwiderstand des Stiels kleiner als Z_0 (Z_0 = Wellenwiderstand des freien Raumes = $120\,\pi$). Bei großen Querschnittsflächen wird nahezu der Wellenwiderstand des Materials $Z'_\varepsilon = Z_0\sqrt{\varepsilon_{rel}}$ auftreten, mit abnehmendem Stieldurchmesser nähert er sich in derselben Weise wie die Stabwellenlänge λ'_ε dem Wert Z_0, der bei $D/\lambda_0 = 0{,}27$ praktisch erreicht ist. Tatsächlich ergibt die Abtastung derartig dimensionierter Stäbe eine sehr geringe Welligkeit. Da aber zur Erzielung guter Richtcharakteristiken der Stieldurchmesser größer sein muß, ist der Wellenwiderstand des Stiels Z'_ε an den des freien Raumes anzupassen. Während das gleiche Problem beim Hohlleiter durch eine stufenweise oder kontinuierliche Erweiterung des Öffnungsquerschnittes gelöst wird, führt hier, wie aus obigem ersichtlich, eine Verkleinerung der Querschnittsfläche zum Ziel. Der Stiel muß sich also von seinem Anfangsquerschnitt $F_{max} = 0{,}2\,\lambda_0^2\,(\varepsilon_{rel} - \varepsilon_f)^{-1}$ auf den Anpassungsquerschnitt

$$F_{min} = 0{,}087\,\lambda_0^2\,(\varepsilon_{rel} - \varepsilon_f)^{-1}$$

verjüngen. Es ist daher nicht erforderlich, den Konus zu einer Spitze auslaufen zu lassen. Allgemein ist

$$Z'_\varepsilon = \frac{Z_0}{\sqrt{\varepsilon_f}}. \qquad (3)$$

Für F_{max} ist $\varepsilon_f = 1{,}4$; für $F_{min} \cdot \varepsilon_f = 1$.

Der konische Stiel stellt nur eine der möglichen Formen dar; auf weitere Formen wird im Teil II der Arbeit näher eingegangen.

b) Strahlung eines Stielstrahlers bei fortschreitenden Wellen

Von der beim Hohlleiter bekannten Feldverteilung der H_1-Welle unterscheidet sich die HE-Welle am freien dielektrischen Stiel dadurch, daß sämtliche Wandströme hier durch reine Verschiebungsströme ersetzt sind. Es ergeben sich Verschiebungsstromzentren senkrecht zur Achse in Abständen von $\lambda'_\varepsilon/2$, deren Anteile sich aus den Längs- und Querkomponenten der elektrischen Feldstärke zusammensetzen. Dem rechteckförmigen Stiel entspricht der Fall der H_{10}-Welle im rechteckigen Hohlleiter, dem runden Stiel die Abart der H_{11}-Welle im runden Hohlleiter. Der Unterschied liegt lediglich in einer geringen Feldverformung, die im Bereich des Stielstrahlers mehr oder weniger zu einer offenen Strahlung ausartet, deren Erregungspunkte jeweils durch die Verschiebungsstrombündel im Abstand $\lambda'_\varepsilon/2$ gekennzeichnet sind. Da jetzt auch eine E-Komponente in Achsrichtung auftritt, erscheint es zweckmäßig, diesen Typ als HE-Welle zu bezeichnen. Um Irrtümer zu vermeiden, sei aber darauf hingewiesen, daß es sich dem technischen Verhalten nach um eine Welle vom H-Typ handelt. In Abb. 12 ist noch einmal für verschiedene Dielektrizitätskonstanten der Verlauf der Stabwellenlänge λ'_ε als Funktion des Durchmessers sowie die sich unter gleichen Bedingungen in einem Hohlleiter ergebenden Rohrwellenlängen λ_{R_ε} für den Typ der H_{11}-Welle aufgetragen,

um die nahe Verwandtschaft beider Formen zu kennzeichnen.
Technisch brauchbar ist der Bereich zwischen $\lambda'_\varepsilon/\lambda_0 = 0{,}85$ und $\lambda'_\varepsilon/\lambda_0 = 1$, entsprechend einer fiktiven D.K. von $\varepsilon_f = 1{,}4$ bis $\varepsilon_f = 1$.
Zur Berechnung des Strahlungsdiagramms lassen sich die von O. Zinke in einem Bericht des Heinrich-Hertz-Institutes über „Gespeiste Dipolgruppen als Längsstrahler für breiten Frequenzbereich" [8] angewandten Überlegungen auch für dielektrische Richtstrahler heranziehen. An Stelle der verringerten Ab-

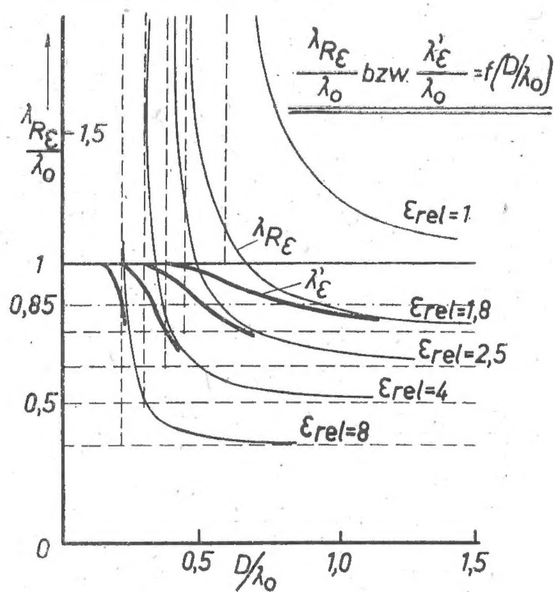


Abb. 12. Ausbreitungsgeschwindigkeit der HE-Welle für verschiedene Dielektrizitätskonstanten sowie der H_{11}-Welle im Hohlleiter der gleichen D. K.

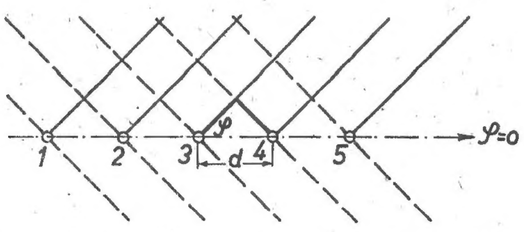


Abb. 13. Zur Ableitung des Strahlungsdiagramms

stände diskreter Einzelstrahler ist hier lediglich die verkürzte Stabwellenlänge λ'_ε zu betrachten.
Bei einer beliebigen Anordnung von Einzelstrahlern zu einem Antennensystem setzt sich die resultierende Charakteristik zusammen aus den von den Einzelstrahlern herrührenden Beträgen unter Berücksichtigung der Gangunterschiede (hervorgerufen durch die räumliche Lage der Strahler) und der Phasen der in den Strahlern fließenden Ströme (Abb. 13). Die vom Strahler 4 startende Welle bleibt gegen die vom Strahler 3 ausgehende Welle um den Winkel $2\pi d/\lambda'_\varepsilon$ zurück, wenn d den Abstand der Strahler und λ'_ε die Stabwellenlänge darstellt. Der Gangunterschied $d \cos\varphi$ bedingt andererseits einen Vorsprung, so daß die Gesamtphasenverschiebung der von Strahler 4 gegenüber den von Strahler 3 im Fernfeld herrührenden Feldstärken den Wert

$$\alpha = \frac{2\pi d}{\lambda'_\varepsilon} - \frac{2\pi d}{\lambda_0}\cos\varphi = \frac{2\pi d}{\lambda_0}\left(\frac{\lambda_0}{\lambda'_\varepsilon} - \cos\varphi\right) \qquad (4a)$$

annimmt.

Das Verhältnis $\left(\frac{\lambda_0}{\lambda'_\varepsilon}\right)^2$ ist im bisherigen Teil der Arbeit mit ε_f bezeichnet. Wir setzen nunmehr $\lambda_0/\lambda'_\varepsilon = \sqrt{\varepsilon_f} = k_\varepsilon$. Damit wird:

$$\alpha = \frac{2\pi d}{\lambda_0}(k_\varepsilon - \cos\varphi). \qquad (4b)$$

Bei n Strahlern mit unter sich gleichen Feldstärken E_0 gilt für die resultierende Gesamtfeldstärke im Fernfeld:

$$E = E_0\left|1 + e^{j\alpha} + e^{j2\alpha} + e^{j3\alpha} \ldots + e^{j(n-1)\alpha}\right|$$
$$= E_0 \frac{1 - e^{j\alpha n}}{1 - e^{j\alpha}}$$
$$= E_0 \frac{\sin\frac{n\alpha}{2}}{\sin\frac{\alpha}{2}}.$$

Von diesen Formeln ausgehend, soll nunmehr eine Beziehung für einen Längsstrahler mit fortschrei-

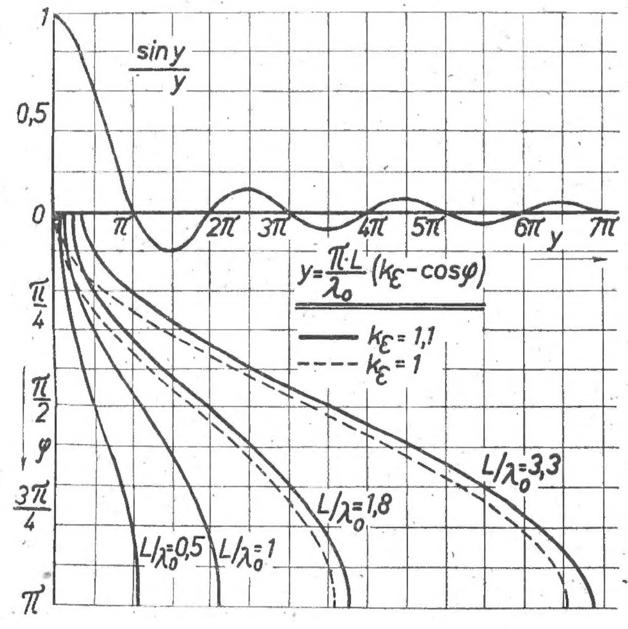


Abb. 14. Entwicklung des Strahlungsdiagramms eines Längsstrahlers bei fortschreitenden Wellen

tenden Wellen abgeleitet werden. Nach Einführung von (4 b), wobei d als nunmehr variable Größe durch x ersetzt wird, ergibt sich:

$$E = E_0 \cdot \frac{\sin\left[\frac{n\pi x}{\lambda_0}(k_\varepsilon - \cos\varphi)\right]}{\sin\left[\frac{\pi x}{\lambda_0}(k_\varepsilon - \cos\varphi)\right]}.$$

Unter Einführung der Bezeichnungen $E_0 = E^*/n$ und der Gesamtlänge des Strahlers $L = n \cdot x$ kann nunmehr der Grenzübergang für unendlich dichte Besetzung der Strahlergruppe vorgenommen werden. E^* bedeutet dabei die resultierende Gesamtfeldstärke, die sich in der Hauptstrahlrichtung für $k_\varepsilon = 1$ ergeben würde.

$$\lim_{n\to\infty} E = \lim_{n\to\infty} \frac{E^* \sin\left[\frac{\pi L}{\lambda_0}(k_\varepsilon - \cos\varphi)\right]}{n \cdot \sin\left[\frac{\pi L}{n \cdot \lambda_0}(k_\varepsilon - \cos\varphi)\right]}$$
$$= E^* \cdot \frac{\sin\left[\frac{\pi L}{\lambda_0}(k_\varepsilon - \cos\varphi)\right]}{\frac{\pi L}{\lambda_0}\cdot(k_\varepsilon - \cos\varphi)}. \qquad (5)$$

Diese Beziehung ist ein Ausdruck der Form $\frac{\sin y}{y}$, mit $y = \frac{\pi L}{\lambda_0} (k_\varepsilon - \cos \varphi)$.

Die in Abb. 14 dargestellte Funktion läßt nun deutlich das Zustandekommen der (gegenüber der normalen alternierend gespeisten Strahlerreihe) besseren Bündelung erkennen. Die Funktion sin y/y stellt, gespiegelt an der Kurve $y = \pi L/\lambda_0 (k_\varepsilon - \cos \varphi)$, bereits das am Anfang und ebenfalls am Ende verzerrte Strahlungsdiagramm dar; die mittlere Zone bleibt entsprechend dem annähernd geradlinigen Verlauf von y erhalten. In Hauptstrahlrichtung ($\varphi = 0$) addieren sich die einzelnen Feldstärken nicht phasengleich, sondern unter einer geeigneten Phasenverschiebung. Höhe, Lage und Anzahl der Nebenmaxima [lediglich um den Betrag $\pi L/\lambda_0 (k_\varepsilon - 1)$ verschoben] sind für jeden Wert von L/λ_0 und k_ε ohne weiteres zu ersehen. Der Ausdruck $L/\lambda_0 (k_\varepsilon - \cos \varphi)$ bewirkt für $k_\varepsilon > 1$ ein schnelleres Absinken der E-Werte mit wachsendem φ, d. h. eine bessere Halbwertbreite, wobei die Verbesserung im Bereich der größten Steilheitsänderung der Kurve sin y/y am wirksamsten ist. Allerdings wird dann sehr bald das Verhältnis E_{max}/E_N durch Absinken von E_{max} ungünstig, d. h. die Nebenzipfel wachsen stark an. Aus diesen Gründen ergibt sich von selbst die Notwendigkeit, den Wert k_ε nicht zu groß zu wählen. Gleichzeitig wird auch ersichtlich, warum k_ε für größere Längen L/λ_0 kleiner sein muß als bei kurzen Stielen, da in Hauptstrahlrichtung $\varphi = 0$ der Anfangswert $\pi L/\lambda_0 (k_\varepsilon - 1)$ maßgebend für das Absinken von E_{max} ist, die Länge also stark eingeht. Außerdem sieht man, daß bestimmte Längen bei entsprechender Wahl von k_ε besonders günstig für die Rückstrahlung sind, wie es z. B. bei der Kurve $L/\lambda_0 = 3{,}3$; $k_\varepsilon = 1{,}1$ der Fall ist. Hier wird die Rückstrahlung praktisch zu Null.

c) Querstrahlereigenschaften des Stielstrahlers

Berechnet man nun nach Formel (5) das Strahlungsdiagramm, so zeigt sich, daß die gemessenen Halbwertbreiten geringer sind als die berechneten. Diese Tatsache läßt sich darauf zurückführen, daß die dielektrischen Richtstrahler infolge ihrer endlichen Querdimension gleichzeitig eine Querstrahlergruppe darstellen, die ersetzt werden kann durch zwei gleichphasig gespeiste Dipole in einem mittleren Abstand

$$d_1 = \gamma \cdot \lambda_0, \qquad (6)$$

wobei für Stielstrahler $\gamma \approx 0{,}6/\sqrt{\varepsilon_{rel}} - 1$ einzusetzen ist. Daraus resultiert eine insbesondere bei kürzeren Längen L/λ_0 merkliche Bündelungsverbesserung, sowie eine Herabsetzung der Nebenzipfel. Das Diagramm dieser Quergruppe ist durch den Ausdruck

$$\cos\left(\pi \frac{d_1}{\lambda_0} \cdot \sin \varphi\right) \qquad (7)$$

gegeben. Beide Diagramme (Längs- und Quergruppe) lassen sich multiplikativ überlagern, so daß sich also das Strahlungsdiagramm des dielektrischen Richtstrahlers unter Berücksichtigung der Querstrahlereigenschaft durch den Ausdruck

$$\frac{E}{E_{max}} = \frac{\sin\left[\frac{\pi L}{\lambda_0}(k_\varepsilon - \cos \varphi)\right] \cdot \frac{\pi L}{\lambda_0}(k_\varepsilon - 1)}{\frac{\pi L}{\lambda_0}(k_\varepsilon - \cos \varphi) \cdot \sin\left[\frac{\pi L}{\lambda_0}(k_\varepsilon - 1)\right]} \cdot \cos\left(\frac{\pi d_1}{\lambda_0} \cdot \sin \varphi\right) \qquad (8)$$

darstellen läßt. Der Faktor k_ε bewegt sich zwischen den Werten 1,0 und 1,2, wobei die größeren k_ε-Werte für kürzere Strahlerlängen gelten. Sorgt man dafür, daß eine rücklaufende Welle nicht auftritt, wie es z. B. durch zweckmäßige Verjüngung des Stiels erreicht wird, so stimmen Messung und Rechnung gut überein, wie aus der folgenden Tabelle hervorgeht. Auch die Berechnung von Stielstrahlergruppen ist durch multiplikative Überlagerung der Diagramme leicht möglich.

d) Vergleich zwischen Messung und Rechnung

Für einige dielektrische Richtstrahler sind in der nachstehenden Tabelle die gemessenen Werte für die Halbwertbreite $2\varphi_h$, das größte Nebenmaximum und die Lage des Nebenmaximums den aus der Rechnung erhaltenen Werten gegenübergestellt (siehe Tabelle). Die Übereinstimmung ist sowohl beim Einzelstrahler als auch bei Gruppenanordnungen meist ausreichend gut.

Anordnung	L/λ_0	k_ε	d_1/λ_0	gemessen berechnet	$2\varphi_h$	E_N/E_{max}	Lage des Nebenmaximums
Kurzer konischer Stiel	1,9	1,16	0,5	gemessen berechnet	60° 61°	12% 6%	±62° ±61°
Langer konischer Stiel	3,3	1,1	0,5	gemessen berechnet	42° 43,5°	16% 10%	±43° ±44°
Gruppe aus zwei Stielen	3,3	1,1	0,5 $d_2/\lambda_0 = 1{,}5$	gemessen berechnet	24° 23,5°	12% 11%	±28° ±27°

Schrifttumsnachweis

[1] D. Hondros und P. Debye: Elektromagnetische Wellen an dielektrischen Drähten, Ann. Phys. 37 (1910).

[2] A. Zahn: Elektromagnetische Wellen an dielektrischen Drähten, Ann. Phys. 49 (1916).

[3] Schriever: Elektromagnetische Wellen an dielektrischen Drähten, Ann. Phys. 63 (1920).

[4] Southworth: Some fundamental Experiments with Wave guides, Proc. Inst. Radio Engrs. July 1937, Vo. 25.

[5] Kaspar: Experimentelle Untersuchungen der elektromagnetischen Wellen an dielektrischen Drähten, Ann. Phys. 32 (1938).

[6] R. D. Richtmeyer: Dielelectric Resonators, Journ. of Appl. Phys. 10 (1939).

[7] Droste: Ultrahochfrequenz-Übertragung längs zylindrischen Leitern und Nichtleitern, Neumeyer-Mitteilungen 1939, Nr. 7.

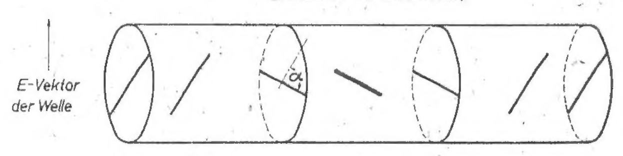
[8] O. Zinke: Gespeiste Dipolgruppen als Längsstrahler für breiten Frequenzbereich, Bericht des VIFS, 1943.

Zeitschriftenlese

A. Gardner Fox, **An adjustable waveguide phase changer** (Ein einstellbarer Hohlleiter-Phasenschieber). Bell Lab. Record 26 (1948), S. 243.

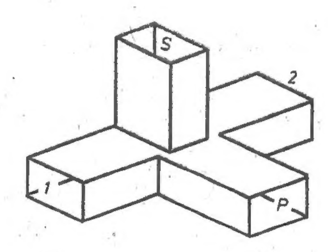
Eine H_{11}-Welle in einem Hohlleiter mit Kreisquerschnitt erfährt eine reflexionsfreie Phasendrehung um 90° durch zwei Drähte, die im $^3/_8\,\lambda$-Abstand parallel zum E-Vektor durch das Rohr laufen. Haben diese Drähte einen Winkel von 45° gegen den E-Vektor, so wird die Welle nur in eine zirkular polarisierte Welle umgewandelt. Die vollständige Anordnung besteht aus je einem solchen Gebilde am Eingang und Ausgang, zwischen ihnen ein drehbares Gebilde aus drei solchen Drähten. Das Eingangsgebilde verwandelt die Welle in eine zirkularpolarisierte, das Mittelgebilde kehrt den Umlaufsinn der Zirkularpolarisation um, und das Ausgangsgebilde macht aus dieser Welle wieder eine linearpolarisierte. Die Phasendrehung ist gleich dem doppelten Winkel α zwischen den Drähten der Endgebilde und den Drähten des Mittelgebildes und ändert sich also stetig beim Drehen des Zwischenstücks. Die Anordnung wird benutzt in den Zuleitungen zu Antennenkombinationen, um das Antennendiagramm zu schwenken. Meinke





W. A. Tyrrell, Waveguide Hybrids (Entkoppelte Hohlleiterverzweigung). Bell Lab. Record 26 (1948), S. 24.

Die Arbeit behandelt eine häufig verwendete und in Deutschland noch wenig bekannte Anordnung, in der sich vier Rechteckhohlleiter verzweigen. An einen durchgehenden Hohlleiter (Arm 1 und Arm 2) ist ein Hohlleiter (Arm P) längs der schmalen Kante und ein Hohlleiter (Arm S) längs der breiten Kante angesetzt. Der Arm P kann als dem Hauptleiter parallelgeschaltet, der Arm S dem Hauptleiter an der gleichen Stelle in Serie geschaltet gedacht werden. Schickt man eine Welle in den Arm P, so verteilt sie sich zu gleichen Teilen auf Arm 1 und 2, aber Arm S bleibt ohne Leistung. Ebenso verteilt sich eine durch S ankommende Welle zu gleichen Teilen auf Arm 1 und 2 und P bleibt frei. So kann man einem Verbraucher, der an 1 oder 2 hängt, Leistung von zwei verschiedenen Quellen zuführen, wobei die beiden Quellen voneinander völlig entkoppelt sind. Durch zwei Anpassungsstifte im Verzweigungspunkt erreicht man, daß für beide ankommenden Wellen der Verzweigungspunkt reflexionsfrei ist, wenn Arm 1 und Arm 2 reflexionsfrei abgeschlossen sind. Man benutzt die Anordnung als Eingang eines Überlagerungsempfängers, wo das Empfangssignal durch P, die Oszillatorfrequenz durch Arm S zugeführt wird und am Arm 1 und Arm 2 je ein Mischdetektor liegt.



Näheres vom gleichen Verfasser in Proc. I. R. E. 35 (1947), S. 1294. Meinke

DK 621.317.332

A. L. Hopper. **Plotting Board for 65-mc impedance measurements.** (Anordnung zur Auswertung von Widerstandsmessungen bei 65 MHz.) Bell Lab. Record 26 (1948), S. 258.

Der Widerstand wird als Abschlußwiderstand einer Leitung dadurch gemessen, daß die Leitungsspannung an drei je um $\lambda/8$ voneinander entfernten Punkten gemessen wird. Zur Auswertung dient ein Zeichenbrett mit dem bekannten Leitungsdiagramm im Einheitskreis. Der Widerstandspunkt wird durch eine Kombination von Fäden und Hebeln aus den drei gemessenen Spannungen ohne Rechnung angezeigt. Theorie und nähere Einzelheiten werden nicht gegeben. Meinke

DK 621.394.645.31

F. W. Gundlach. **Die Triode und ihre Anwendung bei höchsten Frequenzen.** ETZ 69 (1948), S. 185.

Die Arbeit gibt einen ausgezeichneten Überblick über dieses wichtige Problem, zu dem auch die deutsche Röhrentechnik einen wesentlichen Beitrag geliefert hat. Es wird die Triode im Bereich der Wirkungen der Elektronenträgheit betrachtet, also bei Frequenzen von etwa $5 \cdot 10^8$ Hz bis $3 \cdot 10^9$ Hz. Ihr Verhalten unterscheidet sich dort wesentlich von ihrem Verhalten bei niedrigeren Frequenzen, da nicht mehr die auf Grund der statischen Kennlinie ausgesteuerten Elektronenströme wirksam sind, sondern die in den äußeren Kreisen durch die sich in der Röhre bewegenden Elektronen erzeugten Influenzströme. Wesentlich ist das Auftreten eines Gitterwechselstroms auch bei negativ vorgespanntem Gitter, der mit wachsender Frequenz wächst und schließlich die Größe des Anodenwechselstroms erreicht. Die in der Niederfrequenztechnik übliche leistungslose Gittersteuerung besteht also nicht mehr, so daß auch die üblichen Selbsterregungsschaltungen ungünstig werden. Der Anodenwechselstrom behält auch bei diesen hohen Frequenzen fast genau die aus der statischen Kennlinie berechnete Amplitude, besitzt jedoch eine fast proportional zur Frequenz wachsende Phasenverschiebung gegen die steuernde Gitterwechselspannung. Dies ist bei den zu verwendenden Rückkopplungsschaltungen zu beachten, die eine entsprechende Phasenverschiebung in der Rückkopplung besitzen müssen, um die für die Selbsterregung erforderliche Phasenbilanz zu erreichen. Der in der Kathodenleitung fließende Kathodenwechselstrom, der bei niedrigen Frequenzen gleich dem Anodenwechselstrom ist, ist hier gleich der Summe des Anodenwechselstroms und des Gitterwechselstroms. Er besitzt ebenfalls eine mit der Frequenz wachsende Phasenverschiebung gegen die Gitterwechselspannung, seine Amplitude nimmt aber mit wachsender Frequenz erheblich ab. Während bei niedrigen Frequenzen ein zwischen Anode und Kathode liegender Außenkreis der Hauptträger des Wechselstroms der Röhre ist, verlagert sich mit wachsender Frequenz das Schwergewicht in einen zwischen Anode und Gitter zu schaltenden Außenkreis. So wird die Gitterbasisschaltung die zweckmäßige Selbsterregungsschaltung. Während diese bei niedrigen Frequenzen wegen des großen Verbrauchs an Steuerleistung sehr ungünstig ist und bei Dezimeterwellen zunächst nur aus Gründen einer sauberen Entkopplung zwischen Steuerkreis und Leistungskreis angewandt wurde, erweist sie sich mit wachsender Frequenz als immer vorteilhafter, weil ihre Steuerleistung durch den Kathodenwechselstrom bedingt ist, der mit wachsender Frequenz kleiner wird.

Es werden quantitative Angaben gemacht, wobei die theoretische Behandlung durch ein neues Röhrenersatzbild übersichtlicher gestaltet wird. Die drei Kapazitäten zwischen den Röhrenelektroden, die im Prinzip eine Π-Schaltung darstellen, werden in eine T-Schaltung umgerechnet. Dadurch wird das Steuergitter in eine gedachte Platte verwandelt, die nicht für elektrische Felder, wohl aber für Elektronenströme durchlässig ist. In der Zuleitung zu dieser Platte muß dann eine Serienkapazität liegend gedacht werden.

An Hand von Skizzen mehrerer deutscher und ausländischer Scheibentrioden werden dann konstruktive Einzelheiten von Höchstfrequenztrioden aufgezeigt.

Meinke

Scheinwiderstandsanpassung zur Verbesserung der Nachbildgüte bei Anlagen mit Fernschränken 36

(Mitteilung aus dem Post- und Fernmeldetechnischen Zentralamt)

Von **Gottfried Bayer**, München

Mit 5 Abbildungen

DK 621.317.61 : 621.3.072.3

Bei Fernsprechleitungen mit Verstärkern wird teils im Vierdrahtbetrieb — für jede Sprechrichtung eine Doppelleitung —, teils im Zweidrahtbetrieb — für beide Richtungen nur eine gemeinsame Doppelleitung — gearbeitet. Wegen der einseitigen Wirkung der Verstärkerröhre ist bei Zweidrahtverstärkern, die je Richtung eine Röhre enthalten, oder beim Übergang von Zweidraht- auf Vierdrahtleitungen eine Gabelschaltung mit einer Nachbildung nötig. Diese Nachbildung soll den Wellenwiderstand der Gegenleitung einschl. allen Zubehörs möglichst genau nachbilden, um Rückkopplungen über die Gabel zu vermeiden.

Vorbemerkung

Die nachfolgenden Ausführungen behandeln an Hand von praktischen Messungen den Einfluß des Scheinwiderstandes auf der Amtsseite von Nachrichtensystemen auf den Durchgangsdienst bei Anlagen mit Fernschränken 36. Die untersuchte Anlage enthält neben Allverstärkern I noch Trägerfrequenzsysteme MG 15 und MEK 8 *). Da diese Trägerfrequenzsysteme ursprünglich nicht für Verwendung bei der Deutschen Post vorgesehen waren, sind für die Festlegung des Scheinwiderstandes der Amtsseite andere Gesichtspunkte bestimmend gewesen, als bei den für die Deutsche Post gelieferten Verstärkern.

In Vermittlungen mit Fernschränken 36 werden die Fernleitungen zweidrähtig miteinander verbunden. Um auch in Verbindungen mit mehreren Durchschaltungen eine ausreichende Pfeifsicherheit zu gewährleisten, ist es notwendig, für die Endverstärker oder ähnliche Nachrichtensysteme Nachbildungen zu schaffen, die wesentlich höhere Fehlerdämpfungen aufweisen als Nachbildungen, wie sie in gewöhnlichen Zweidrahtleitungen üblich sind. Für den Fall der Durchschaltung (Abb. 1) zweier Leitungen ist eine Fehlerdämpfung von 4,6 N anzustreben. Diese Fehlerdämpfung muß bei a l l e n möglichen Durchschaltungen der obengenannten Leitungsart vorhanden sein. Damit dies erreicht werden kann, müssen die Scheinwiderstände $\mathfrak{W}$ (vgl. Abb. 1) aller Durchschaltungen vom Gabelpunkt einer Leitung in Richtung der Vermittlung gesehen, sehr genau übereinstimmen. Diese Forderung ist vor allem bei räumlich ausgedehnten Verstärkerämtern nicht immer erfüllt. In solchen Fällen erstreckt sich die Innenleitung selbst bei örtlich vereinigten Anlagen oft über 100 m und mehr. Dabei ist z. B. die Leitungsführung, je nachdem es sich um eine Leitung mit oder ohne Tonfrequenzrufumsetzer handelt, sehr verschieden lang, weil das Einschleifen der Tonfrequenzrufumsetzer (TRU) zusätzliche Leitungsführung erfordert. Bei örtlich getrennten Anlagen sollen als Verbindungskabel zwischen Vermittlung und Verstärkeramt besonders hochwertige unbespulte Kabel (Ortsfernkabel) verwendet werden, weil bei gewöhnlichen Kabeln (z. B.

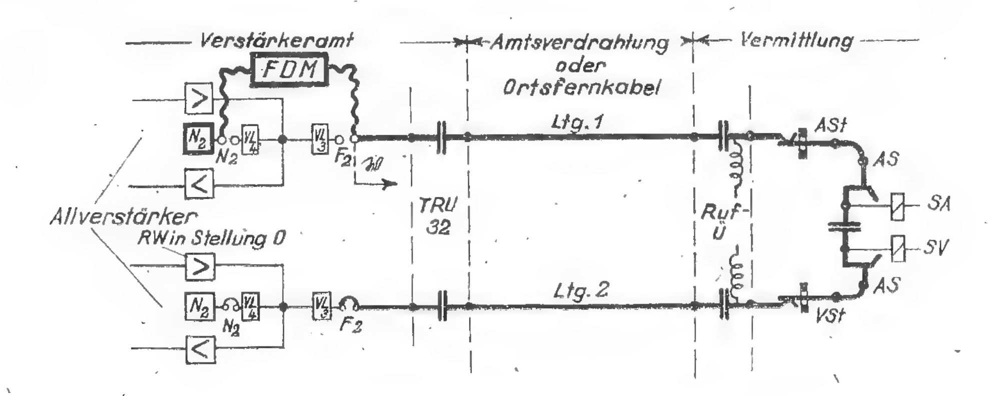


Abb. 1. Schaltung beim Aufsuchen der Nachbildung N_2 (einpolige Darstellung)

*) MG 15-System: Mehrfachgruppensystem der Firma S. & H. mit 15 Sprechwegen. MEK 8-System: Mehrfach-Einzelkanalsystem der Firma AEG. mit 8 Sprechwegen.

Teilnehmeranschlußkabeln) die Gleichmäßigkeit der Adern in ihren Betriebseigenschaften nicht hinreichend ist. Ferner müssen die Scheinwiderstände der einzelnen Nachrichtensysteme auf der Amtsseite unter sich gut übereinstimmen. Diese Scheinwiderstände der Nachrichtensysteme stellen nämlich jeweils den Abschluß des nachzubildenden Übertragungsgebildes dar; sie sind um so mehr mitbestimmend für den Aufbau der Nachbildung, je kürzer die Verbindungsleitung zwischen Vermittlung und Verstärkeramt ist, also am stärksten bei örtlich vereinigten Anlagen.

Im nachfolgenden soll über Messungen an einer solchen Anlage berichtet werden, bei der die Fernschränke 36 mit Allverstärkern I in Endverstärkerschaltung, mit MG- und MEK-Systemen zusammenarbeiten und bei der auf der Sprechader zwischen Verstärkeramt und Vermittlung mit Rufstrom von 25 Hz gerufen wird.

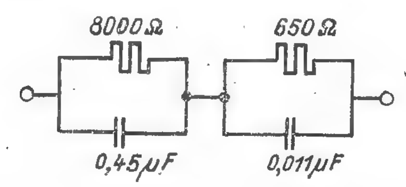


Abb. 2. Schaltung der ermittelten Nachbildung N_2

Die Nachbildung wurde in der üblichen in Abb. 1 dargestellten Meßschaltung ermittelt. Für die Durchschaltung wurden dazu zwei Vierdrahtleitungen benutzt. Dabei ergab sich eine Nachbildung nach Abb. 2 *) mit einer Fehlerdämpfung von 4,4 N, ein durchaus befriedigender Wert, wenn man bedenkt, daß hierbei die Verlängerungsleitung VL_3 noch unberücksichtigt ist. In der folgenden Tafel sind die in Schaltung nach Abb. 1 bei Zusammenschaltung aller möglichen Leitungen mit der gefundenen Nachbildung sich ergebenden Fehlerdämpfungen zusammengestellt. Auch die Pfeiffrequenz ist dort angegeben.

Die Tafel zeigt anschaulich, daß

1. bei allen Durchschaltungen von Leitungen mit Allverstärkern in Endverstärkerschaltung die bei der Ermittlung festgestellte Fehlerdämpfung mit geringfügigen Schwankungen erhalten bleibt.
2. bei allen Leitungen, bei denen das MG-System die Leitungsdurchschaltung abschließt, die Fehlerdämpfung um etwas mehr als 1,0 N gegenüber den Schaltungen unter 1 absinkt.
3. bei allen Leitungen, bei denen das MEK-System die Leitungsdurchschaltung abschließt, die Fehlerdämpfung um rund 2 N gegenüber den Schaltungen unter 1 zurückgeht. Im Falle 3 ist noch bemerkenswert, daß auch in umgekehrter Richtung nicht die Fehlerdämpfung von Fall 1 erreicht wird. Dieser Unterschied ist auf das Fehlen von Tonfrequenzrufumsetzern und damit auf eine erheblich kürzere Amtsführung in den über MEK-Kanäle geführten Sprechwegen zurückzuführen.

Die ungenügenden Fehlerdämpfungen in den Fällen 2 und 3 sind vornehmlich durch die Widerstandsunterschiede der MG- und MEK-Systeme auf der Amtsseite gegenüber dem Allverstärker bedingt. In Abb. 3 sind die Ortskurven der 3 Scheinwiderstände $\mathfrak{Z}$ aufgetragen. Daraus ist zu ersehen, daß bei den MG- und MEK-Systemen der Wirkanteil des Scheinwiderstandes gegenüber dem des Allverstärkers zu klein ist. Wählt man den Scheinwiderstandsverlauf des Allverstärkers I als Bezugskurve, so lassen sich die Widerstandsunterschiede von MG- und MEK-System gegenüber dem Allverstärker durch Einschalten von winkelfreien

*) Vgl. auch Dienstbehelf des Reichspostzentralamts Nr. 540 E 21, 2. Ausgabe, Mai 1944, Anlage 1.

Tafel 1

Ltg 1 mit Ltg 2		b_F bei f N	Hz
Vdr	Vdr	4,4	1000
Vdr	Zdr o. TRU	4,4	600
Zdr o. TRU	Vdr	4,2	300
Vdr	Zdr m. TRU	4,4	600
Zdr m. TRU	Vdr	4,3	650
Zdr o. TRU	Zdr o. TRU	3,8	300
Zdr m. TRU	Zdr m. TRU	4,6	500
Zdr o. TRU	Zdr m. TRU	4,4	400
Zdr m. TRU	Zdr o. TRU	4,5	300
Vdr	MG	3,1	2700
MG	Vdr	4,2	2700
Zdr m. TRU	MG	3,1	2700
MG	Zdr m. TRU	4,2	2700
Zdr o. TRU	MG	3,3	2700
MG	Zdr o. TRU	3,8	300
MG	MG	3,2	2700
Vdr	MEK	2,3	2700
MEK	Vdr	3,4	300
Zdr m. TRU	MEK	2,2	2700
MEK	Zdr m. TRU	3,4	300
Zdr o. TRU	MEK	2,3	2700
MEK	Zdr o. TRU	3,2	300
MEK	MEK	2,8	2700

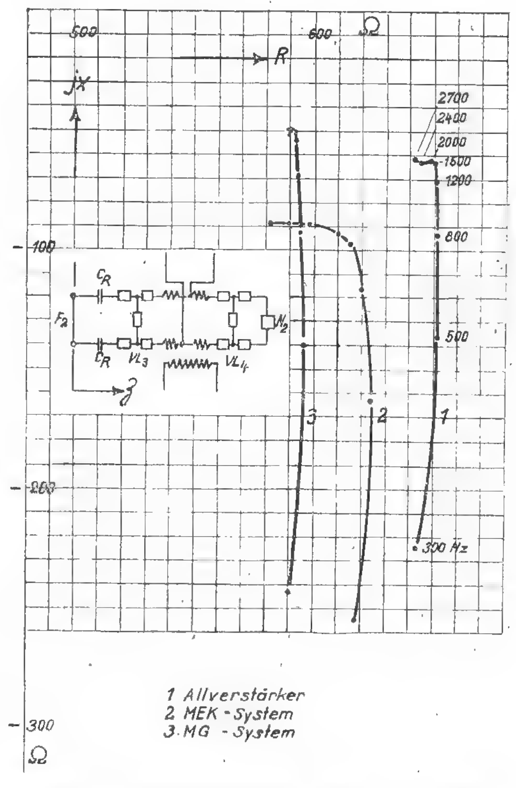


Abb. 3. Scheinwiderstände $\mathfrak{Z}$ auf der Amtsseite

Widerständen vor den Gabelübertragern, wie die Skizze zu Abb. 4 zeigt, verringern und damit die wirksame Fehlerdämpfung im Durchgangsdienst in den dargestellten Beispielen um 0,9 bzw. 0,8 N verbessern

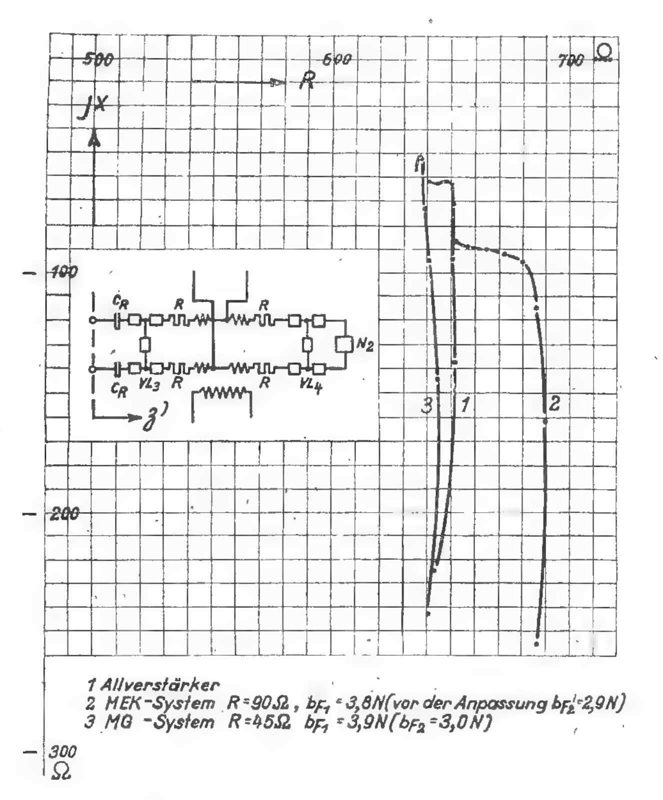


Abb. 4. Scheinwiderstand $\mathfrak{Z}'$ von MEK- und MG-System nach der Anpassung

(aus Symmetriegründen sind die Widerstände auf der Nachbildungsseite wiederholt). Die Abb. 5 zeigt sodann den Verlauf der Fehlerdämpfungen abhängig von der Frequenz für MG- und MEK-Systeme vor und nach der Widerstandsanpassung.

In der folgenden Tafel 2 sind die Ergebnisse zusammengestellt, die an Betriebsanlagen durch diese Maßnahme erzielt wurden.

Tafel 2. 1. MG-System

Kanal	b_{F1}*) N	b_{F2} N	R Ohm
1	3,0	3,9	45
2	3,1	3,9	50
3	3,0	3,9	50
4	vierdrähtig geschaltet		
5			
6			
7	3,0	3,9	70
8	3,0	3,8	50
9	3,0	3,8	70
10	3,0	3,8	70
11	2,9	3,8	50
12	2,9	3,8	50
13	2,9	3,8	60
14	3,0	3,9	50
15	3,0	3,9	60

*) b_{F1}: Fehlerdämpfung vor der Widerstandsanpassung.
b_{F2}: Fehlerdämpfung nach der Widerstandsanpassung.
R: Widerstand der in jedem Leiterzweig vor den Gabelübertrager geschaltet ist.

2. MEK-System

Kanal	b_{F1} N	b_{F2} N	R Ohm
1	2,9	3,9	60
2	3,5	3,9	50
3	2,7	3,5	60
4	2,4	2,8	60
5	2,9	3,8	90
6	2,2	3,8	150
7	2,7	3,7	60
8	2,8	3,8	60

Wie ersichtlich, schwanken die einzuschaltenden Widerstandswerte R innerhalb der einzelnen Systeme in ziemlichen Grenzen, d. h. da bei den Messungen alle übrigen Teile unverändert geblieben sind, müssen die Eingangswiderstände der einzelnen Kanäle der Systeme untereinander entsprechend verschieden sein. Durch den Einbau der Widerstände in die Gabel wird zwar auch die Dämpfung der Gabel erhöht; diese Dämpfungserhöhung muß durch eine entsprechende

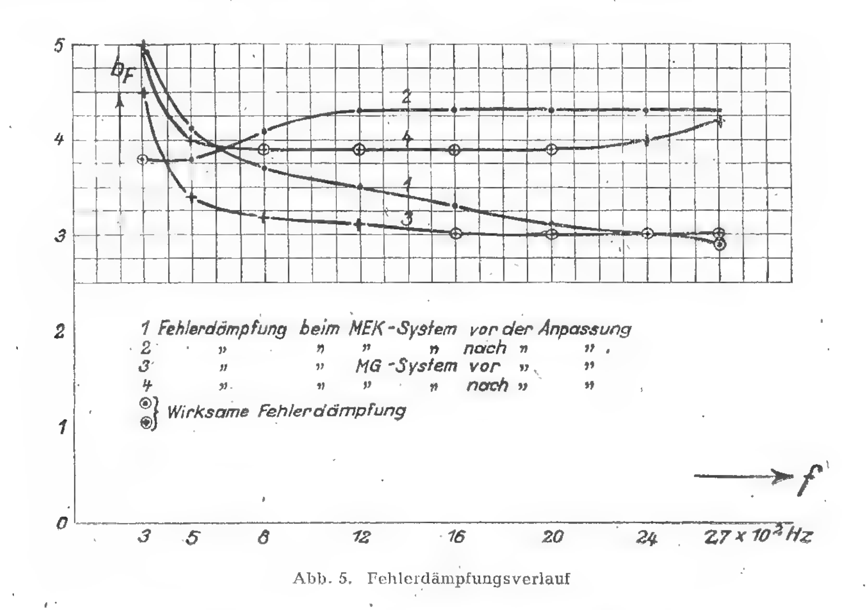


Abb. 5. Fehlerdämpfungsverlauf

Verstärkungserhöhung wieder ausgeglichen werden. Wie leicht einzusehen ist, beträgt der Dämpfungszuwachs b der Gabel durch die Anpassungswiderstände

$$b = \ln \left| \frac{\mathfrak{R}_i + \mathfrak{R}_a + 2R}{\mathfrak{R}_i + \mathfrak{R}_a} \right|.$$

R ist hierbei der Anpassungswiderstand in einem Leiterzweig der Gabel; $\mathfrak{R}_i$ und $\mathfrak{R}_a$ die Scheinwiderstände in Richtung des Gabelübertragers bzw. in Richtung der VL_3. Bei den üblichen Widerstandswerten für R (vgl. Tafel 2) von etwa 60 Ohm und von $\mathfrak{R}_i$ und $\mathfrak{R}_a \simeq 600$ Ohm wird $b \simeq 0{,}1$ N. Dem steht im Mittel jedoch ein Gewinn an Fehlerdämpfung von 0,8 N gegenüber. Bei Kanal 6 des MEK-Systems, der hinsichtlich der Höhe der Widerstände etwas aus dem Rahmen fällt, beträgt der Widerstand $R = 150$ Ohm und damit der Dämpfungszuwachs $b \cong 0{,}22$ N. Dem steht aber eine Zunahme der Fehlerdämpfung von 1,60 N gegenüber.

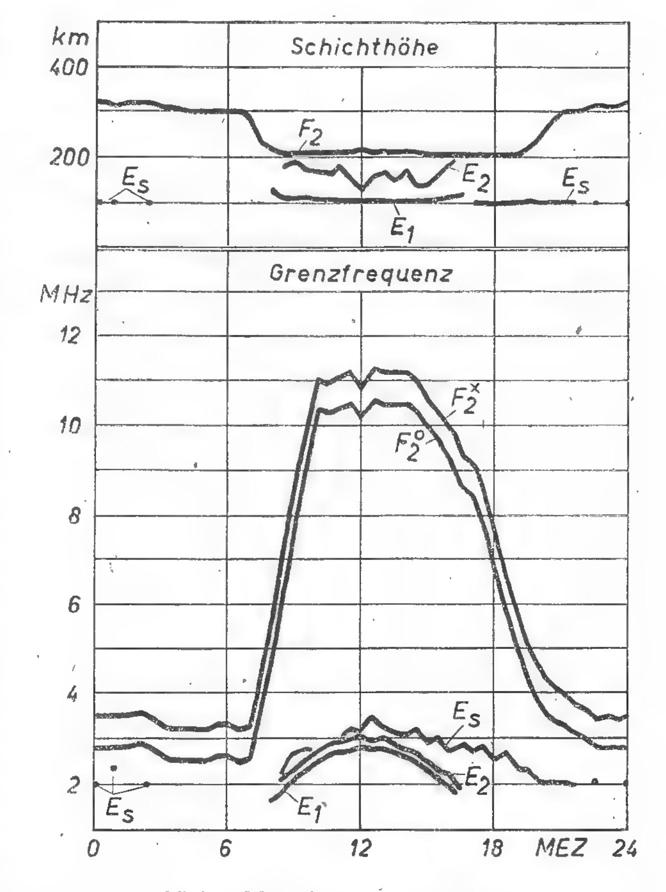
Zusammenfassung

Die Messungen zeigen, daß Anlagen mit Fernschränken 36 ihre Aufgabe nur voll erfüllen können, wenn alle Leitungen in ihren Scheinwiderständen gut übereinstimmen. Da dies bei der Vielseitigkeit der verwendeten Einrichtungen nicht immer ohne weiteres zutrifft, müssen u. U. an fertig aufgebauten Anlagen Maßnahmen getroffen werden, die diese Forderung sicherstellen. Die vorstehend beschriebenen Messungen und ihre Ergebnisse sollen nicht ein für alle Fälle mögliches Verfahren angeben, sondern vielmehr nur einen Weg weisen, wie hierbei vorzugehen ist.

Die Ionosphäre über Mitteldeutschland im Januar 1949

Monatsmittelwerte aus Messungen des Instituts für Ionosphärenforschung in der Verwaltung der Max-Planck-Gesellschaft, Lindau über Northeim/Han. (früher Frauenhofer Radio-Institut).

Besondere Ereignisse im Januar 1949: Am 12. Januar trat gegen 20.30 Uhr eine mittlere Störung auf, die bis zum 31. Januar, 15 Uhr, anhielt. Die Grenzfrequenzen lagen mittags etwa 20 % unter normal. Am 20. Januar sank zwischen 6.00 und 7.00 Uhr die Grenzfrequenz 25 % unter normal ab. Am 24. Januar begann gegen 20 Uhr ein kräftiger Ionosphärensturm, dessen Nachwirkungen bis zum 28. Januar gegen 16.00 anhielten. Der Ablauf war folgendermaßen: Am Abend des 24. Januar stieg die Schichthöhe innerhalb von 1½ Stunden von 300 km (20.00 Uhr) auf 600 km (21.30 Uhr) an. Gleichzeitig fiel die Grenzfrequenz auf 1,8 MHz (gegenüber 3,1 MHz normal). Nach einer kurzen Beruhigung begann am 25. Januar gegen 2.00 Uhr die Höhe wieder zu steigen und die Grenzfrequenz zu sinken. In den späten Vormittagsstunden flaute die Störung wieder ab und die Grenzfrequenz erreichte mittags normale Werte. Gegen 18.00 Uhr des 25. Januar setzte die Hauptphase mit einem rapiden Abfall der Grenzfrequenz und einem Anstieg der Höhe ein. Am folgenden Tag (26. Januar) lag tagsüber die Grenzfrequenz dauernd ungewöhnlich niedrig (60 % unter normal). Auch am 27. Januar war die Grenzfrequenz stark gedrückt und erreichte gegen Mittag nur Werte, die 30 % unter normal lagen. Diese Nachwirkung hielt bis in die Nachmittagsstunden des 28. Januar an, an dem die Mittagswerte der Grenzfrequenz 15 bis 20 % unter normal lagen. Erst der 29. Januar 1949 zeigte wieder das Bild eines ungestörten Tages. Ein Mögel-Dellinger-Effekt wurde vor dem Sturm **nicht** beobachtet.



Mittlere Werte für Monat Januar 1949

Schichthöhe: E_1: normale E-Schicht, E_2: E_2-Schicht, E_s: abn. E-Schicht, F_2: F_2-Schicht. — Grenzfrequenz: E_1: normale E-Schicht, E_2: E_2-Schicht, E_s: abnormale E-Schicht, F_2^0: ord. Komponente der F_2-Schicht, F_2^x: a. o. Komponente der F_2-Schicht

Dieminger

Der Einfluß der Besetztrückauslösung auf die Zahl der Verbindungswege in Fernsprechanlagen mit Wählbetrieb

Von Obering. **Alexander Wirth**, Frankfurt a. Main

Mit 4 Abbildungen

DK 621.395.341.3

Einleitung

In den bekannten Fernsprechwählsystemen ist es mit wenigen Ausnahmen üblich, für den anrufenden Teilnehmer bestimmte Besetztzeichen (Bz) an der Stelle anzuschalten, an welcher der Besetztfall eintritt, und die aufgebaute Verbindung so lange aufrechtzuerhalten, bis der Teilnehmer ihre Auslösung veranlaßt. In einem, wie geplant, über ganz Deutschland ausgedehnten Selbstwählfernverkehr würde z. B. ein Teilnehmer, der von Konstanz einen Teilnehmer in Flensburg anrufen will und diesen besetzt findet, das Bz aus dem in Flensburg stehenden LW hören, und es hängt nur von dem Verhalten des Konstanzer Teilnehmers ab, wie lange diese vergeblich hergestellte und damit gebührenfreie Verbindung Konstanz/Flensburg bestehenbleibt.

Zeitgewinn durch Besetztrückmeldung

Durch die Besetztrückauslösung wird die Belegungsdauer der Verbindungseinrichtungen in allen Besetztfällen um die Zeit herabgesetzt, die in Systemen ohne Rückauslösung von der Einschaltung des Bz bis zum Einhängen des anrufenden Teilnehmers verstreicht. Es wird damit Belegungszeit gewonnen, die durch andere Rufe ausgenutzt werden kann, so daß sich bei gleicher Wähler- und Leitungszahl eine Leistungssteigerung ergibt oder bei gleicher geforderter Rufleistung die Zahl der Verbindungswege herabgesetzt werden kann.

Um die Wirksamkeit der Besetztrückauslösung ermitteln zu können, ist es erforderlich, die Durchschnittsdauer einer Verbindung mit Besetztmeldung festzustellen und andererseits Zahl und Ursache der einzelnen Besetztfälle so zu erfassen, daß die gewonnenen Zahlen rechnerisch ausgewertet werden können. Die in der zur Verfügung stehenden Literatur zu findenden Angaben reichen hierzu nicht aus, so daß man auf wenige vorliegende Messungen, Schätzungen und Erfahrungswerte verwiesen ist.

Messungen, die in letzter Zeit im Netzgruppenmittelpunkt (Hauptamt) München vorgenommen wurden, ergaben die in der Tabelle 1 für Netzgruppen- und gemischten Verkehr eingesetzten Werte. Die Zahlen für den Ortsverkehr sind aus den Meßergebnissen berechnet, wobei der Netzgruppenverkehr mit 10 % des Gesamtverkehrs angenommen wurde.

In der zum Schluß angeführten Literatur ist die Zahl der Besetztfälle B mit 10 bis 33 % der Rufe genannt, während als mittlere Belegungszeit tm = 1,5 min angegeben wird.

Der in München vor der Währungsreform gemessene hohe Wert von 59 % für die Besetztfälle B erklärt sich durch die zeitbedingte starke Überlastung der Fernsprecheinrichtungen.

Tabelle 1

	Ortsverkehr	Netzgruppenverkehr	Gemischter Verkehr
1. Mittlere Belegungsdauer tm	1,031 min	1,12 min	1,04 min
2. Mittlere Dauer der Hörbarkeit des Bz . .	0,1355 min	0,18 min	0,14 min
3. Mittlere Dauer einer Verbindung ohne Bz . .	1,61 min	2,5 min	1,7 min
4. Prozentsatz der Besetztfälle (B)	59	59	59

Eine Herabsetzung der Besetztfälle läßt sich bei gegebenem Verkehr nur durch eine Erhöhung der Wähler- und Leitungszahlen erzielen, wobei überlastete Teilnehmeranschlüsse mit zu berücksichtigen sind (Bildung von Mehrfachanschlüssen mit Sammelnummer). Dieser Weg kommt aber bei der heutigen wirtschaftlichen Lage zunächst nicht in Frage, so daß man versuchen muß, den Einfluß der Besetztfälle auf den Verkehr zu vermindern. Jede Belegung verursacht Betriebskosten, deren Höhe von der Belegungszeit und der Länge (Entfernung) der aufgebauten Verbindung abhängt. Diese Kosten werden aber nur bei Gesprächen vom Teilnehmer übernommen, während alle anderen Belegungen gebührenfrei sind und von der Verwaltung auf die Gesprächsgebühren umgelegt werden müssen.

Die Einführung der Besetztrückauslösung ermöglicht nun, die Belegungszeit der „besetzt"-findenden Rufe zu verkürzen, wodurch sich einerseits ihr Betriebskostenanteil vermindert, und außerdem Belegungszeit der Verbindungswege gewonnen wird.

Die Messungen in München ergaben, daß 100 Rufe (R) 104 min Belegungszeit erfordern. Von diesen 100 R waren 59 Besetztfälle (B), und 41 fielen auf Gespräche (G), vorzeitig abgebrochene Verbindungen (A) und solche, bei denen sich der Angerufene nicht meldet (N). Die mittlere Belegungsdauer von G, A und N beträgt nach Tabelle 1 1,7 min, und ihr Anteil an der Gesamtzeit von 104 min ist 41 × 1,7 = 69,7 min. Für 59 B verbleiben also 104 — 69,7 = 34,3 min; die Belegungsdauer eines Besetztfalles ist danach 34,3 : 59 = 0,581 min. Das Besetztzeichen ertönt nach Tabelle 1 während der Dauer von 0,14 min, so daß für Auf- und Abbau der Verbindung 0,581 — 0,14 = 0,441 min, also rund 26,5 sec, verbleiben. Setzt man für die Auslösung der Verbindung 1 sec ab und nimmt an, daß im Durchschnitt zum Aufbau 6 Stellen zu wählen sind, dann ergibt sich pro Wahlvorgang eine Zeit von 25,5 : 6 = 4,25 sec. Dieser Wert erscheint sehr groß; L a n g e r [1] nennt als Erfahrungswert 2,5 sec.

Die nach den Münchener Messungen berechneten Zeiten lassen sich nur so erklären, daß der Teilnehmer,

besonders im Netzgruppenverkehr, bei dem er praktisch 3 Ziffergruppen zu wählen hat, nämlich Verkehrsscheidungsziffer (0), Kennziffer der gewünschten VSt und Teilnehmerrufnummer, dabei jeweils von Gruppe zu Gruppe eine Pause einschiebt. Für den Ortsverkehr gilt dieses Argument freilich nicht; erfahrungsgemäß kann man sich eine 5stellige Rufnummer leicht einprägen, so daß sie verhältnismäßig rasch durchgewählt werden kann. Vielleicht sind die langen Wählzeiten auch dadurch zu erklären, daß die Teilnehmer, die bei den heutigen Verhältnissen mit sehr viel Besetztfällen rechnen müssen, absichtlich langsam wählen, in der Hoffnung, dadurch Fehler zu vermeiden und doch rascher zum Ziel zu kommen. Fehlverbindungen, die bei langsamlaufenden Wählern infolge zu rascher Wahl vorkommen können, werden dabei von vornherein vermieden, und es ist denkbar, daß entsprechende Erfahrungen die Teilnehmer dazu veranlassen, sich beim Wählen Zeit zu lassen.

Auch die in München gemessene Zeit von 0,14 min, während der sich der Teilnehmer das Bz anhört, erscheint reichlich lang. Langer [1] nennt hierfür als Erfahrungswert 7 sec = 0,117 min, was allerdings nicht viel weniger ist. Diese Zeit dürfte z. T. dadurch zustande kommen, daß der Anrufende in den meisten Fällen nicht auf das Straßenbesetztzeichen achtet, sondern weiterwählt. Wenn er, um das Ohr vor den knackenden Entladungen während der Wahl zu schützen, wie das häufig der Fall ist, das Telephon erst nach beendeter Wahl anlegt, verstreichen leicht mehrere Sekunden, bis dem Teilnehmer das Besetztsein zum Bewußtsein kommt und er entsprechend reagiert. Bei größeren Entfernungen im Netzgruppenverkehr wird das Bz schlecht übertragen und ist oft noch von Leitungsgeräuschen überlagert, so daß es der Anrufende leicht überhört und auf das ausbleibende Freizeichen wartet. Auch die derzeitigen ungünstigen Verhältnisse des Fernsprechverkehrs dürften hierbei eine Rolle spielen.

Die mit 1,7 min ermittelte Zeit für die Verbindungen ohne Bz enthält nach Vorstehendem die Rufarten G, A und N und ist entsprechend unter dieselben aufzuteilen. Nach Langer [1] können für A 3 % und für N 4 bis 6 %, also im Mittel 5 % der Gesamtrufzahl angenommen werden. Für die Dauer der Belegungen A liegen keinerlei Angaben vor und können auch schlecht festgestellt werden. Gefühlsmäßig werden sie deshalb mit 6 sec = 0,1 min bei den weiteren Berechnungen eingesetzt. Diese Rufe belasten hauptsächlich den I. GW oder die entsprechende erste Wahlstufe. Ihr Einfluß auf die folgenden ist klein und soll bei diesen vernachlässigt werden.

Die Rufe der Gruppe N gelangen in den LW und werden nach 2- bis 4maligem vergeblichen Läuten abgebrochen. Im vorliegenden Falle hat der Anrufende im Durchschnitt 6 Stellen zu wählen, wozu er $6 \times 4{,}25 = 25{,}5$ sec = 0,425 min benötigt. Nimmt man an, daß der Rufende etwa 30 sec = 0,5 min auf Antwort wartet, dann ergibt sich für N eine Belegungsdauer von 0,925 min.

Nun umfassen 100 Rufe 59 B und 41 (G + A + N). Von letzteren entfallen 3 auf A und 5 auf N, so daß 33 Gespräche G verbleiben.

Die mittlere Belegungsdauer tm beträgt nach Tabelle 1 1,04 min, das sind also für 100 Rufe 104 min. Davon entfallen auf

$$\begin{aligned} A \quad & 3 \times 0{,}1 = 0{,}3 \text{ min} \\ N \quad & 5 \times 0{,}925 = 4{,}625 \text{ min} \\ B \quad & 59 \times 0{,}581 = 34{,}279 \text{ min} \\ & \text{zusammen } 39{,}204 \text{ min} \end{aligned}$$

Es verbleiben also für 33 Gespräche G 104 — 39,204 = 64,796 min, und das ergibt je G 64,796 : 33 = 1,963 min. Nach Vorstehendem erhält man für die einzelnen Rufarten folgende Belegungszeiten:

$$\begin{aligned} A &= 0{,}1 \text{ min} \\ B &= 0{,}581 \text{ min} \\ G &= 1{,}963 \text{ min} \\ N &= 0{,}925 \text{ min} \end{aligned}$$

Diese Werte gelten für ein System ohne Besetztrückauslösung, während mit letzterer sich die Belegungsdauer für die Besetztfälle um 0,14 min, also um die Zeit, während der sich der Teilnehmer das Bz anhört, ermäßigt, so daß für B 0,581 — 0,14 = 0,441 min einzusetzen sind. Unter gleichen Voraussetzungen errechnet sich dann die mittlere Belegungsdauer tm pro Ruf wie folgt:

$$\begin{aligned} A &= 3 \times 0{,}1 = 0{,}3 \text{ min} \\ B &= 59 \times 0{,}441 = 26{,}019 \text{ min} \\ G &= 33 \times 1{,}963 = 64{,}796 \text{ min} \\ N &= 5 \times 0{,}925 = 4{,}625 \text{ min} \\ R\ 100 &= 95{,}74 \text{ min} \end{aligned}$$

pro Ruf also mit 0,9574 min. Gegenüber tm = 1,04 min ohne Besetztrückauslösung bedeutet dies eine Verminderung um 0,0826 min, also um 7,94 %.

Die durch Einführung der Besetztrückauslösung freiwerdende Belegungszeit wirkt nun nicht als Summe aller Teilwerte, sondern durch die Vielzahl der während der Hauptverkehrsstunde zu verschiedenen Zeiten auftretenden Teilwerte selbst. Die Dauer der Verkehrsspitze wird abgekürzt und damit die Gefahrzeit vermindert. Die Verteilung der Besetztrufe über die gesamte Hauptverkehrsstunde hat zur Folge, daß sich auch der Gewinn an Belegungszeit entsprechend verteilt; die Wähler und Verbindungswege werden rascher freigegeben als dies bei anderen Systemen der Fall ist. Erfahrungsgemäß dauern Verkehrsspitzen, bei denen alle zur Verfügung stehenden Wähler oder Leitungen belegt sind, häufig nur wenige Sekunden, so daß jede gewonnene Sekunde die Gefahrzeit wesentlich verkürzt, wobei noch mit großer Wahrscheinlichkeit anzunehmen ist, daß die Höchstzahl der Besetztrufe mit den Verkehrsspitzen zusammenfällt. Eine Verkürzung der Gefahrzeit bedeutet eine Verminderung der Verluste und damit eine Heraufsetzung der Rufleistung.

Leistungsgewinn durch Besetztrückauslösung

Die wirtschaftliche Bedeutung dieses Ergebnisses zeigt sich am besten an einem praktischen Beispiel. So wurde bei den Münchener Messungen für ein Bündel von 85 Leitungen in einer Hauptverkehrsstunde (HVSt) eine Belastung von Y = 67,9 Stdn. festgestellt. Bei einer mittleren Belegungsdauer tm = 1,04 min pro Ruf für das System ohne Besetztrückauslösung ergibt dies 3917 Rufe. Im System mit Rückauslösung und

tm = 0,9574 errechnen sich für Y = 67,9 4255 Rufe, also 338 mehr als im ersten Falle. Diese 338 R zergliedern sich in dem gleichen Verhältnis wie vor, so daß sich ergeben:

3 % A	=	10,1
5 % N	=	16,9
59 % B	=	199,4
33 % G	=	111,6
100 % R	=	338

Die durch die Einführung der Besetztrückauslösung in der HVSt gewonnenen 338 Rufe enthalten also 111,6 gebührenpflichtige Gespräche. Es ist anzunehmen, daß sich durch Einführung der Besetztrückauslösung auch die Zahl der Besetztfälle selbst etwas vermindert, weil die durch sie belegten Wähler und Leitungen rascher als bisher freigegeben werden und für andere Verbindungen und damit auch zustande kommende Gespräche zur Verfügung stehen.

Es ist üblich, die Leistung eines Leitungsbündels nach dem Anteil der wegen Mangel an Leitungen verlorengehenden Rufe zu beurteilen. Das hier betrachtete Bündel besteht aus 85 Leitungen und hat nach Langer ([1], Abb. 43) bei einem aufgedrückten Verkehr von Y = 68 VE einen Verlust von 1 %. Seine Leistung wäre also 67,32 VE. Die Differenz zwischen diesem Wert und dem in München ermittelten ist so geringfügig, daß man, ohne einen großen Fehler zu begehen, auch für das gemessene Bündel einen Verlust von 1 % annehmen kann. Dieser Verlust hat, ob es sich um ein System mit oder ohne Besetztrückauslösung handelt, immer den gleichen Wert, obwohl das System mit Besetztrückauslösung eine Mehrleistung, hier von 338 Rufen, aufweist. Auf dieser Basis ist also ein Leistungsvergleich beider Systeme nicht möglich. Man muß hierzu die effektiven Rufleistungen einsetzen.

Das System ohne Besetztrückauslösung leistet 3917 R. Da der Verlust 1 % beträgt, ist die Zahl der dem Bündel angebotenen Rufe 3957. Für das System mit Besetztrückauslösung gelten die Zahlen: 4255 R und 4297 R.

Soll das System ohne Besetztrückauslösung bei einem Verlust von 1 % 4255 R leisten, dann müssen ihm 4297 × 1,04 : 60 = 74,7 VE angeboten werden, und hierfür sind nach Langer 92 Leitungen erforderlich.

Wird von dem System mit Besetztrückauslösung unter gleichen Voraussetzungen eine Rufleistung von 3917 R verlangt, dann beträgt die Belastung des Bündels 3957 × 0,9574 : 60 = 63,1 VE, wofür 79 Leitungen benötigt werden. In der Tabelle 2 sind diese Zahlen einander gegenübergestellt.

Tabelle 2

Zahl der Rufe		Zahl der Leitungen		Einsparung durch
angeboten	geleistet	ohne Besetztrückauslösung	mit Besetztrückauslösung	
3957	3917	85	79	7,06 %
4297	4255	92	85	7,61 %

Man sieht, daß das System mit Besetztrückauslösung bei gleichen Rufleistungen und Verlusten eine Leitungs- oder Wählereinsparung von 7,06 oder 7,61 % ermöglicht. Bei gleicher Leitungszahl ist die Rufleistung des Systems mit Besetztrückauslösung 338 R = 9,92 %, also rund 10 % größer.

Das Ergebnis der vorstehenden Berechnungen zeigt, daß durch die Einführung der Besetztrückauslösung bei gleichen Verlustwerten eine Leistungssteigerung erzielt wird, oder, daß sich bei Neuanlagen Einsparungen an Wählern und Leitungen ergeben. Für die Einführung der Rückauslösung spricht weiter, daß sie bei Neuanlagen keinen technischen Mehraufwand bedingt, und daß die Änderung bestehender Anlagen wirtschaftlich tragbar erscheint.

Das vorstehende Beispiel behandelte nur einen Einzelfall. Um nun die Wirkung der Besetztrückauslösung rechnerisch allgemein erfassen zu können, ist es erforderlich, Anzahl und Belegungswert der einzelnen Rufarten A, B, N und G mit Durchschnittswerten festzulegen, wobei die aus der Literatur bekannten Angaben sowie die Werte der Münchener Messungen als Grundlage dienen können.

Einfluß auf den Bedarf an LW

Da es sich bei der vorliegenden Aufgabe in erster Linie um die Besetztfälle B handelt, sind vorerst diese nach Art und Ursache zu ermitteln, und es dürfte zweckmäßig sein, hierbei von den Vorgängen im LW auszugehen, weil in diesem normalerweise der Hauptanteil der Besetztrufe entsteht.

In einer LW-Gruppe ist die Zahl der jeweils besetzten Teilnehmer abhängig von der Verkehrsstärke und der Anzahl der ankommend und abgehend vorgesehenen Verbindungseinrichtungen. Maximal können soviel Teilnehmer besetzt gefunden werden wie LW und abgehende Verbindungswege (AS oder Ausgänge aus der VW-Gruppe) zusammengenommen vorhanden sind. Dies sind jedoch nur vorübergehende Verkehrsspitzen. Man kann als Durchschnitt annehmen, daß während der HVSt ebensoviel Verbindungen gleichzeitig bestehen wie dem Verkehrswert entspricht.

Ist z. B. der Verkehr einer Teilnehmergruppe mit 5 VE einzusetzen, d. h. ankommender und abgehender Verkehr unter Berücksichtigung des Gruppenabschlages zusammengefaßt, dann ist die Durchschnittszahl der gleichzeitigen Verbindungen ebenfalls 5. Es ist also zu erwarten, daß ständig 5 Teilnehmer der Gruppe ankommend oder abgehend besetzt sind. Umfaßt die Gruppe 100 Teilnehmer, so wäre hier mit 5 % Besetztfällen B zu rechnen, vorausgesetzt, daß alle Teilnehmer gleichmäßig an dem Verkehr der HVSt beteiligt sind. Dies ist aber erfahrungsgemäß nicht der Fall. Banken, Großhandel, Fabriken, Geschäfte, Gewerbebetriebe usw. haben andere Verkehrszeiten als Wohnungsanschlüsse und sonstige Wenigsprecher. Die HVSt der VSt wird aber durch den Verkehr der ersten Gruppe bestimmt, und der Kreis der an ihr beteiligten Teilnehmer wird dadurch in der LW-Gruppe kleiner als 100, und dementsprechend erhöht sich der Anteil der zu erwartenden Besetztfälle. Nimmt man an, daß nur die Hälfte der angeschlossenen Teilnehmer, also 50 %, zur ersten Gruppe gehören, dann wächst die Besetztwahrscheinlichkeit auf den doppelten Wert, in unserem Beispiel von 5 auf 10 %.

Bezeichnet man den Anteil der die HVSt verursachenden Teilnehmer mit H (Handel, Industrie usw.), den ankommenden Verkehr der Gruppe mit VE_k, den abgehenden mit VE_g und den bei der Zusammenfassung von VE_k und VE_g zu machenden Abzug vom Verkehrs-

wert mit a, dann errechnet sich der Anteil der Besetztfälle B des LW nach der Formel

$$B = \frac{(VE_k + VE_g - a) \cdot 100}{H} \%.$$

Die Kurve der Abb. 1 gibt nach Langer ([1], Abb. 28) den Wert des Abzuges a in % in Abhängigkeit vom Mittelwert VE_m der beiden Teilwerte an. So ist z. B. bei der Zusammenlegung von $VE_g = 3$ und $VE_k = 4$ der Mittelwert $VE_m = 3{,}5$ und a demnach 4,25 %. Als zusammengefaßter Verkehrswert ergibt sich dann

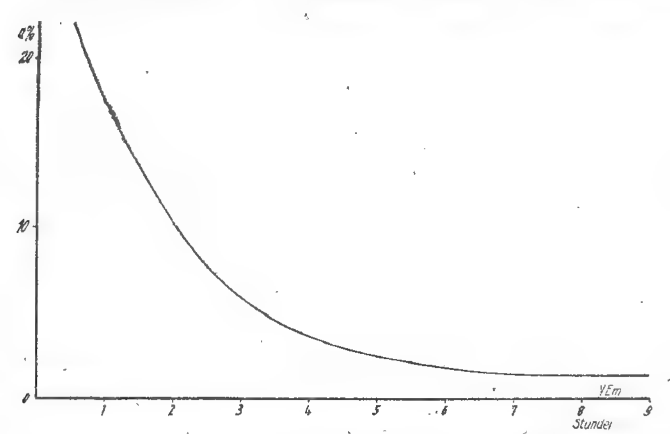


Abb. 1. Abzug vom Verkehrswert bei der Zusammenlegung zweier Gruppen in %, abhängig vom Mittelwert VE_m der Teilwerte VE_k und VE_g

6,7 VE; setzt man H mit 50 % ein, dann erhält man für B 13,4 %.

Abb. 2 zeigt in einer Kurvenschar den Einfluß von H auf B % abhängig von dem zusammengefaßten Verkehrswert. Je kleiner H, um so größer wird B %.

Nachdem die Grundlage zur Ermittlung des Wertes B % gegeben ist, sind Angaben festzulegen, nach denen die mittlere Belegungsdauer tm sowie der Verkehrswert der einzelnen Rufarten A, B, G und N einheitlich errechnet werden können. Wie schon erwähnt, werden Literaturangaben zugrunde gelegt sowie die Werte der Münchener Messungen. Es werden benötigt.

für jeden Wahlvorgang	2,4 sec	= 0,04 min
von der Einschaltung des Bz bis zum Einhängen des Anrufenden (Anhören des Bz)	6,0 sec	= 0,10 min
mehrmaliges Rufen bei nichtantwortendem Teilnehmer	30,0 sec	= 0,50 min
Gespräch mit Anruf	102,0 sec	= 1,70 min
Auslösung	1,2 sec	= 0,02 min
Rückgabe der Besetztmeldung bei Besetztrückauslösung	0,6 sec	= 0,01 min

Danach errechnet sich z. B. für den LW die Belegungsdauer eines Besetztfalles B ohne Besetztrückauslösung:

LW 2 Wahlstufen	0,08 min
Anhören des Bz	0,10 min
Auslösung	0,02 min
B o. BRA	0,20 min

und mit Besetztrückauslösung ergibt sich:

LW 2 Wahlstufen	0,08 min
Rückgabe der Besetztmeldung	0,01 min
Auslösung	0,02 min
B m. BRA	0,11 min

Entsprechend diesen Beispielen berechnet, betragen die Belegungszeiten im LW für:

B o. BRA	0,20 min
B m. BRA	0,11 min
G	1,80 min
N	0,60 min

Bei Berechnung der mittleren Belegungsdauer tm sind die einzelnen Rufarten entsprechend ihrem Anteil einzusetzen; nimmt man für N 5 % an, ergeben sich beispielsweise für B = 15 % ohne Besetztrückauslösung:

B o. BRA	15 × 0,2 =	3,0 min
N	5 × 0,6 =	3,0 min
G	80 × 1,8 =	144,0 min
	R 100 =	150,0 min

Je Ruf ergibt sich also tm 1,5 min.

Die gleiche Rechnung mit Rückauslösung:

B m. BRA	15 × 0,11 =	1,65 min
N	5 × 0,6 =	3,0 min
G	80 × 1,8 =	144,0 min
	R 100 =	148,65 min

pro Ruf also tm 1,4865 min.

Der durch die Besetztrückauslösung erzielte Zeitgewinn beträgt im vorliegenden Beispiel pro Ruf 0,0135 min = 0,9 %.

In der Abb. 3 sind die mittleren Belegungszeiten tm der LW, abhängig von B %, mit und ohne Besetztrückauslösung eingetragen. Abb. 4 zeigt die Verkürzung der mittleren Belegungszeit tm, ebenfalls abhängig von B % in % von tm.

Der pro Ruf durch die Besetztrückauslösung erzielte Zeitgewinn ergibt eine bessere Ausnutzung der LW. So leisten diese z. B. bei VE = 3,3 = 200 min ohne

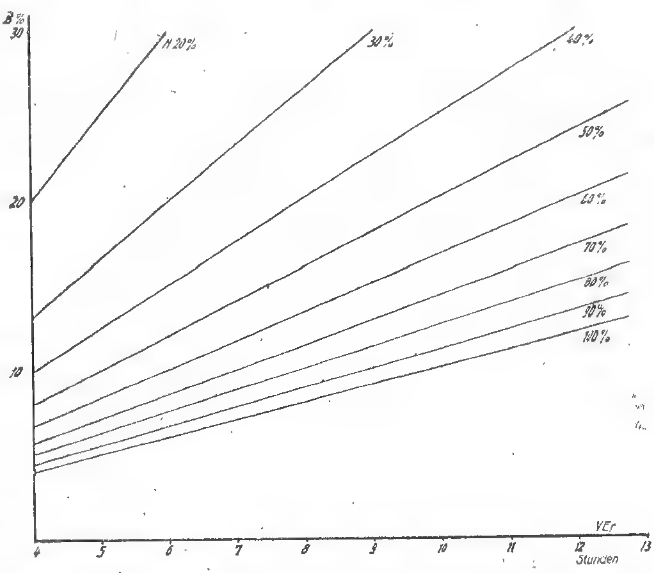


Abb. 2. B %, abhängig von $VE_k + VE_g - a = VE_r$ für H 20—100 %

Besetztrückauslösung bei B = 15 % 133,3 und mit Besetztrückauslösung 134,5 Rufe. Der Gewinn beträgt hier 0,9 %.

Auf den ersten Blick erscheinen die durch die Besetztrückauslösung in der LW-Stufe erzielten Gewinne geringfügig. Stellt man sie aber den üblichen zugelassenen Rufverlusten gegenüber, dann zeigt sich, daß diese Gewinne die Rufverluste z. T. mehr als aus-

gleichen und bei gleicher Wähler- und Leitungszahl die Rufleistung erhöhen.
Bei VE = 3,3, B = 15 % und einem zugelassenen Verlust von 1 ‰ leisten 10 LW 133,3 Rufe ohne und 134,5 Rufe mit Besetztrückauslösung.
Läßt man einen Verlust von 1 % zu, dann genügen nach Langer theoretisch 8,2 LW, und diese nehmen 132,1 Rufe ohne und 133,3 Rufe mit Besetztrückauslösung auf, leisten demnach in letzterem Falle ebensoviel wie nach dem vorhergehenden Beispiel 10 LW ohne Besetztrückauslösung.

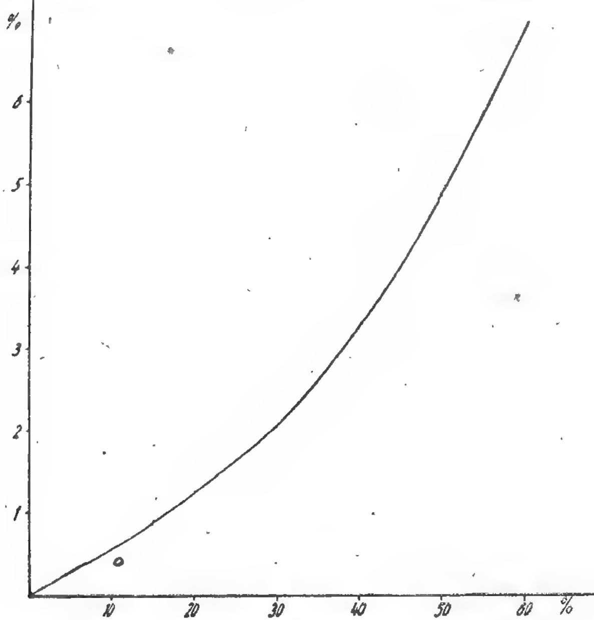


Abb. 3. Mittlere Belegungszeit tm der LW, abhängig von B %

Man kann also im praktischen Betrieb bei Einführung der Besetztrückauslösung die Zahl der LW beispielsweise auf 8,5 — d. h. abwechselnd auf 8 und 9 — in den einzelnen LW-Gruppen oder durchweg auf 9 herabsetzen, ohne daß sich die Rufleistung gegenüber der bisherigen Ausstattung mit 10 LW vermindert. Nach den vorstehend durchgeführten Rechnungen ist im Gegenteil sogar eine Steigung der Rufleistung zu erwarten, da die Wählerzahl über die für v = 1 % ermittelte Zahl von 8,2 hinaus auf 8,5 bzw. 9 erhöht ist. Dementsprechend wird auch der in der vorgeordneten GW-Stufe entstehende Verlust kleiner als 1 %. Durch die Besetztrückauslösung wird, wie das Beispiel zeigt, für VE = 3,3 und B = 15 % bei gleicher Rufleistung eine Wählerersparnis von 15 bzw. 10 % ermöglicht.
Man könnte gegen das Vorstehende einwenden, daß die durch die Herabsetzung der Wählerzahl in der LW-Stufe zwischen dem letzten GW und LW eintretenden erhöhten Verluste den Verkehrsabfluß mehr beeinträchtigen als die durch die Besetztrückauslösung erzielte größere Rufleistung der LW. Hierzu ist festzustellen.

1. Dadurch, daß sich nach dem beschriebenen Verfahren erhöhter Verlust in den GW und Rufleistungssteigung in den LW gegenseitig ausgleichen, ist die Zahl der von den LW erledigten Rufe A, B und G in beiden Systemen mindestens die gleiche, so daß auf keinen Fall ein Gebührenausfall eintritt.
2. Wenn zwischen GW und LW erhöhte Rufverluste entstehen, müßten insgesamt mehr Rufe einlaufen als ohne Besetztrückauslösung, da ja die LW-Gruppe in beiden Fällen die gleiche Rufzahl aufnimmt und verarbeitet.
3. Vor allem tritt auch in den GW durch die Besetztrückauslösung eine Verkürzung der mittleren Belegungsdauer und damit eine Steigerung der Rufleistung ein.
4. Die Rufverluste aufeinanderfolgender Wahlstufen addieren sich nicht direkt, sondern summieren sich nach Langer entsprechend der Formel $V = \sqrt{\Sigma v^2}$. Da die Besetztrufe im LW praktisch als Verluste zu werten sind, ergibt sich, wenn entsprechend dem berechneten Beispiel nach Einführung der Besetztrückauslösung ein Verlust von 1 % zugelassen wird, nicht ein Gesamtverlustwert von 15 + 1 = 16 %, sondern von $\sqrt{15^2 + 1^2}$ = 15,05 %, also eine Erhöhung, die von dem Teilnehmer nicht festgestellt werden kann.

Während bei dem bisher behandelten Beispiel normaler Verkehr und normale Verhältnisse vorausgesetzt waren, soll nun untersucht werden, wie sich die Einführung der Besetztrückauslösung in einer LW-Gruppe auswirkt, die für VE = 3,3 bei B = 15 % und v = 1 ‰ mit 10 LW ausgerüstet ist, aber unter den derzeitigen Verhältnissen mit VE = 5 bei V = 30 % belastet wird. Nach Abb. 3 ist die mittlere Belegungsdauer tm jetzt 1,265 min ohne und 1,23 min mit Besetztrückauslösung, so daß durch letztere nach Abb. 4 eine Verminderung von 2,1 % eintritt. Um den gleichen Anteil steigert sich auch die Rufleistung der LW. Wenn man nach den Angaben Langers interpoliert, erhält man bei VE = 5 für 10 Wähler einen Verlust von etwa 2,3 % zwischen GW und LW, der hier infolge der in der LW-Gruppe durch die Einführung der Besetztrückauslösung erzielten Rufleistungssteigerung praktisch aufgehoben wird. Berücksichtigt man, daß bei einer Erhöhung der Wählerzahl über 10 hinaus

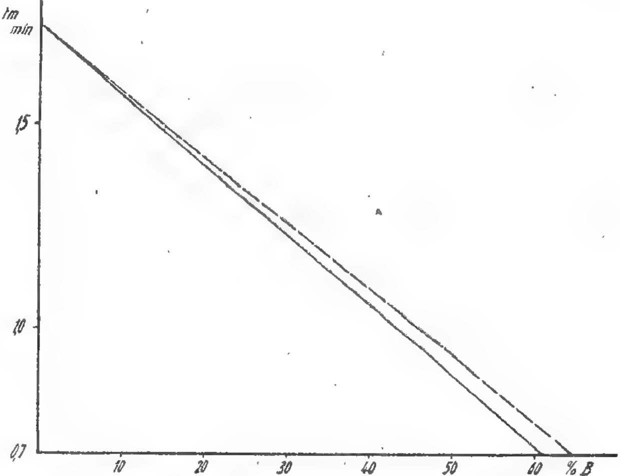


Abb. 4. Verkürzung der mittleren Belegungszeit tm und Erhöhung der Rufleistung des LW in %, abhängig von B %

ein gemischtes Bündel gebildet wird, wofür nach Langer für VE = 5 bei v = 2 ‰ schätzungsweise 14 LW benötigt werden, dann ergibt sich, daß die durch die Einführung der Besetztrückauslösung erzielte Mehrleistung der LW einer Erhöhung der Wählerzahl von 10 auf 14, also um 40 %, gleichzusetzen ist. Die nachträgliche Einführung der Besetztrückauslösung in bestehenden, überlasteten Anlagen

Die genaue Berechnung der möglichen Frequenzmodulation ist bei den verwendeten Hohlraumschwingkreisen wegen der verteilten Kapazität und der damit zusammenhängenden inhomogenen Feldverteilung sehr erschwert. Man kommt jedoch zu guten Näherungslösungen, wenn man für den Hohlraumschwingkreis ersatzweise eine konzentrierte Kapazität annimmt, die

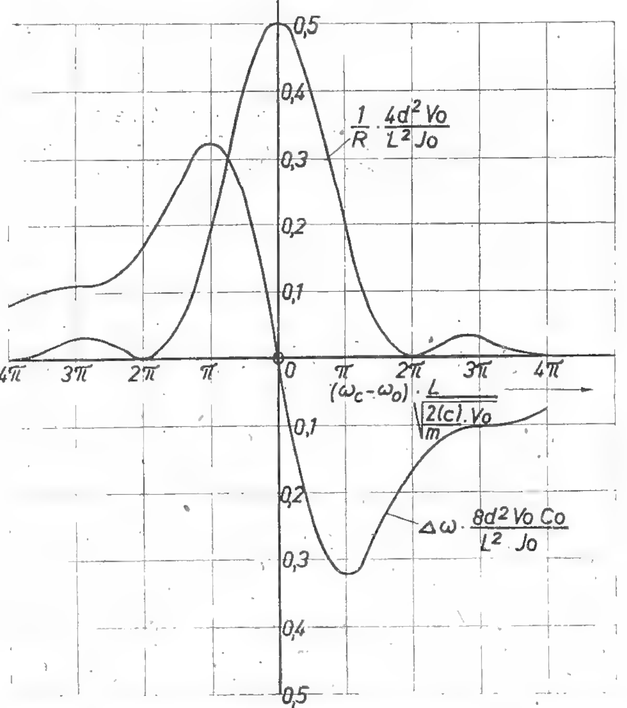


Abb. 3. Frequenzabweichung und Kreisdämpfung in Abhängigkeit vom Magnetfeld für einen Elektronenstrahl im Kondensatorfeld nach Smith und Shulman

man sich durch zwei parallele Flächen dargestellt denkt. In Abb. 2 ist die Lage des Elektronenstrahles und des Magnetfeldes in einem solchen Kondensator schematisch dargestellt. Unter dem Einfluß des Hochfrequenzfeldes werden die Elektronen in Richtung der Platten abgelenkt. Das Magnetfeld erzwingt jedoch eine spiralförmige Bahn um eine magnetische Kraftlinie als Achse. Die Umlauffrequenz ω_c ist dabei in bekannter Weise abhängig von der magnetischen Induktion. Ist ω_c gleich der Kreisfrequenz ω der Hochfrequenzschwingung, dann nimmt das Elektron ständig Energie auf, der Durchmesser der Spirale wird immer größer. Dem Kreis wird nur Energie entzogen, eine Frequenzänderung erfolgt nicht. Gibt man jedoch dem Magnetfeld einen anderen Wert, dann ändert sich die Phase zwischen dem Elektronenumlauf und der Hochfrequenzschwingung stetig. Bei Erreichen einer Phasenverschiebung von plus oder minus 90° zwischen Elektronenumlaufstrom und Hochfrequenzspannung durchläuft das Elektron genau so lange ein bremsendes Feld, wie es sich in einem beschleunigenden Feld befindet. Es gibt dann bei jedem Umlauf alle gesammelte Energie wieder ab. Bei weiter wachsender Phasenverschiebung gibt es dann pro Umlauf mehr Energie ab, als es aufnimmt. Man kann nun das Magnetfeld so einstellen, daß das Elektron nach Durchlaufen des Kondensatorfeldes sämtliche Energie wieder abgegeben hat, die es aus dem Hochfrequenzfeld aufgenommen hatte. Die Belastung des Kreises ist dann gleich 0; die Summe der Blindströme bleibt jedoch endlich und gibt ein Maß für die durch den Elektronenstrom erzeugte Kapazität ($\omega_c > \omega$) oder Induktivität ($\omega_c < \omega$) an. Die durch diese Zusatzblindleitwerte bewirkte Änderung der Resonanzfrequenz beträgt bei der Zusatzbelastung 0:

$$\Delta\omega = \frac{L^2}{8\,d^2} \cdot \frac{I_0}{V_0} \cdot \frac{1}{2\pi \cdot C_0}. \qquad (1)$$

I_0 ist die Stärke des Elektronengleichstromes, V_0 die Spannung, mit der die Elektronen in den Kondensator geschossen werden, C_0 die Kapazität des Kondensators, L die Ausdehnung des Kondensators in Richtung des Elektronenstrahles und d der Plattenabstand des Kondensators. Insgesamt muß bei Steuerung ohne mittlere Energieaufnahme der Elektronen der Vor- oder Nachlauf $(\omega_c - \omega_0) \cdot L \cdot \left(\frac{2\,|e|}{m} \cdot V_0\right)^{-\frac{1}{2}}$ der Elektronenkreisbewegung gegenüber der Hochfrequenzschwingung beim Austritt aus dem Kondensator 2π betragen. Auf halbem Wege durch den Kondensator haben die Elektronenkreisbahnen dann ihren größten Durchmesser, denn von da ab beginnen sie bei einem Umlauf mehr Energie an das Feld abzugeben als sie aufnehmen.

Für anders gewählte Magnetfeldstärken und damit andere Phasenverschiebungen im Augenblick des Austrittes des Strahles aus dem Kondensator erhält man die entsprechenden Werte für die Frequenzabweichung und für die Belastung des Kreises aus den beiden Kurven in Abb. 3. Man ersieht aus ihnen, daß man die maximal mögliche Abweichung erhält, wenn man den gesamten Vor- oder Nachlauf bei einem Durchgang gleich π macht. Die Frequenzabweichung wird dadurch doppelt so groß wie die Abweichung gemäß Gl. (1), jedoch ist jetzt gleichzeitig eine merkliche Bedämpfung des Kreises vorhanden.

Die verschiedenen Parameter in Gl. (1) sind nicht beliebig wählbar. Erstens kann der Strom I_0 nicht

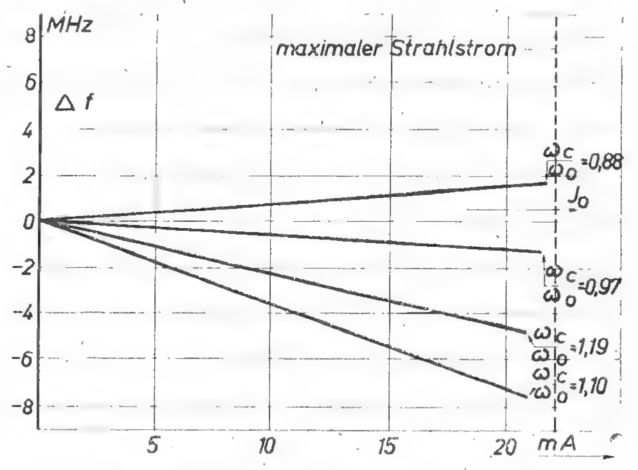


Abb. 4. Frequenzmodulation eines Magnetrons nach Bild 1 für verschiedene Magnetfeldstärken

größer als der raumladungsbegrenzte Strom in einer derartigen Plattenanordnung gemacht werden. Zweitens kann bei vorgegebener Hochfrequenz-Wechselspannung V_{HF} der Plattenabstand nur so weit verkleinert werden, daß die größten Elektronenbahnen die Platten gerade tangieren. Bei Berücksichtigung dieser Bedingungen ergibt sich die maximal mögliche Frequenzabweichung zu

$$\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right)_{max} = \frac{2F}{9} \cdot \frac{V_0}{V_{HF}}, \qquad (2)$$

F ist ein Faktor, der berücksichtigt, wie weit man mit dem ausgelenkten Elektronenstrahl von den Platten entfernt bleibt. F ist praktisch meist gleich 1 zu setzen.

Der Kondensator in Bild 2 kann in der Richtung senkrecht zur Zeichnungsebene noch beliebig ausgedehnt sein. Gl. (2) ist unabhängig von dieser Ausdehnung gültig, solange der Elektronenstrahl in dieser Richtung die gleiche Breite hat wie der Kondensator, denn C_0 und die maximal mögliche Stromstärke $I_{0\,max}$ wachsen beide linear mit dieser Ausdehnung. Ist aber nur ein Teil C des Kondensators vom Elektronenstrahl erfüllt, dann ist die maximale Frequenzabweichung sinngemäß durch den Faktor $C:C_0$ zu verkleinern. Damit erhalten wir:

$$\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right)_{max} = \frac{2F}{9} \cdot \frac{V_0}{V_{HF}} \cdot \frac{C}{C_0}. \qquad (2\,a)$$

Bei gleich angeordneten Strahlen in einem Vierschlitzmagnetron ist C/C_0 proportional der Anzahl der Hilfsstrahlen, wenn mit C_0 die Ersatzkapazität für das ganze Schwingsystem bezeichnet wird. Je nach dem geforderten größten Frequenzhub muß man also die Zahl der Modulationsstrahlen wählen.

In Abb. 4 sind einige Modulationskennlinien wiedergegeben, wie sie an einem 12-Schlitzmagnetron gemessen wurden, das entsprechend Abb. 1 gebaut war. Die Linearität der Stromabhängigkeit ist befriedigend. Die Meßreihe mit $\frac{\omega_c}{\omega_0} = 1{,}19$ als Parameter entspricht ungefähr dem Fall der Steuerung ohne mittlere Energieaufnahme der Elektronen. Bei der wegen der Raumladungsbegrenzung maximal zulässigen Stromstärke von 22 mA würde die Frequenzabweichung in diesem Falle 5 MHz betragen. Da der Arbeitspunkt bei einer mittleren Stromstärke liegt, beträgt der erreichte Frequenzhub also ± 2,5 MHz.

In der Tabelle 1 sind die wichtigsten Daten der Versuchsröhre zusammengestellt. Die gemessenen Werte lassen sich nur mit grober Näherung aus den Daten berechnen, vor allem, weil der Wert für C/C_0 nur durch eine Abschätzung erhalten werden kann. Die größte Strahlstromdichte liegt mit 550 mA/cm² nicht mehr innerhalb der Grenze für eine ausreichende Kathodenlebensdauer, jedoch ließe sich dieser Wert durch Verwendung eines weiteren Strahles herabsetzen. Ferner ist eine Vergrößerung des Frequenzhubes durch weitere Strahlen oder durch Zulassung einer Amplitudenänderung bei dem vorliegenden Rohr möglich.

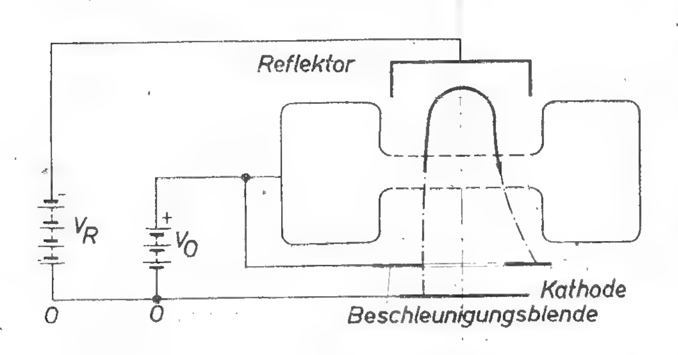


Abb. 5. Elektronenbahn im Reflexionsklystron, schematisch

Tabelle 1

Daten der Versuchsröhre von Kilgore, Shulman und Kurshan

Zahl der Schlitze	12
Zahl der Modulationsstrahlen	2
Betriebsfrequenz	4000 MHz
Ausgangsleistung	25 W
Berechnete HF-Spannung V_{HF}	350 V
Ersatzkapazität C_0	$2 \cdot 10^{-12}$ Farad
Nutzkapazität zu Ersatzkapazität pro Strahl $C:C_0$	0,02
Strahlspannung V_0	80 V
Erreichter Frequenzhub ohne Amplitudenänderung	± 2,5 MHz
Größte Strahlstromstärke	22 mA
Größte Strahlstromdichte	550 mA/cm²
Wirkungsgrad	ca. 50 %

Bei größeren Wellenlängen ist es gemäß Gl. (2 a) schwieriger, große Frequenzänderungen zu erreichen. In einem Versuchsmagnetron mit 12 Schlitzen und 1 Kilowatt Hochfrequenzleistung bei 900 MHz mußten bereits 9 Hilfsstrahlen angewandt werden, um einen Frequenzhub von ± 3,5 MHz ohne Amplitudenänderung zu erreichen. Der hohe Wirkungsgrad von 55 % rechtfertigt jedoch bei der großen Leistung diesen Aufwand.

2. Die Frequenzmodulation des Klystrons

Die Hilfselektronenstrahlen machen den Aufbau des frequenzmodulierten Magnetrons etwas schwierig, wodurch das Anwendungsgebiet häufig zugunsten des Klystrons beschränkt sein wird, denn beim Klystron ist die Frequenzmodulation als Änderung der Betriebsspannung einfach durchzuführen. Als Nachteil hat man dabei allerdings den kleineren Wirkungsgrad des Klystrons in Kauf zu nehmen. Das Klystron wurde in dieser Zeitschrift bereits ausführlich beschrieben [5]. Im Rahmen des vorliegenden Aufsatzes soll daher nur gezeigt werden, wie bei dem Reflexionsklystron und dem Zweikammerklystron die Frequenzmodulation zustande kommt und mit welchen Modulationsbereichen man zu rechnen hat. Im Ausland liegt bereits eine umfassende Darstellung des Klystrons in bezug auf seine praktische Verwendung von A. E. Harrison vor (6).

a) Reflexionsklystron

Wegen der größeren Einfachheit betrachten wir zunächst das Reflexionsklystron. Die Frequenzmodulation beruht darauf, daß die Zeit für den in Abb. 5 stark gezeichneten Teil einer Elektronenbahn von den Gleichspannungen abhängt, und zwar sowohl von der Anodenspannung V_0 als auch von der Spannung V_r des Reflektors. Die von den Elektronenpaketen am Ende der stark gezeichneten Bahn im Hohlraumschwingkreis influenzierte Spannung muß in Phase mit der Spannung sein, die die Geschwindigkeitsmodulation erzeugt. Die Frequenz stellt sich so ein, daß diese Bedingung erfüllt ist und eine Schwingung erhält sich, wenn gleichzeitig die Amplitudenbedingung aufrechterhalten werden kann.

Quantitativ übersieht man die Verhältnisse am bequemsten mit Hilfe eines Ersatzschaltbildes. Der Schwingkreis der Röhre wird einschließlich der Ohmschen Belastung durch R, L und C dargestellt. (Abb. 6.) Der von der Reflektoranode zurückkehrende Elek-

Die genaue Berechnung der möglichen Frequenzmodulation ist bei den verwendeten Hohlraumschwingkreisen wegen der verteilten Kapazität und der damit zusammenhängenden inhomogenen Feldverteilung sehr erschwert. Man kommt jedoch zu guten Näherungslösungen, wenn man für den Hohlraumschwingkreis ersatzweise eine konzentrierte Kapazität annimmt, die

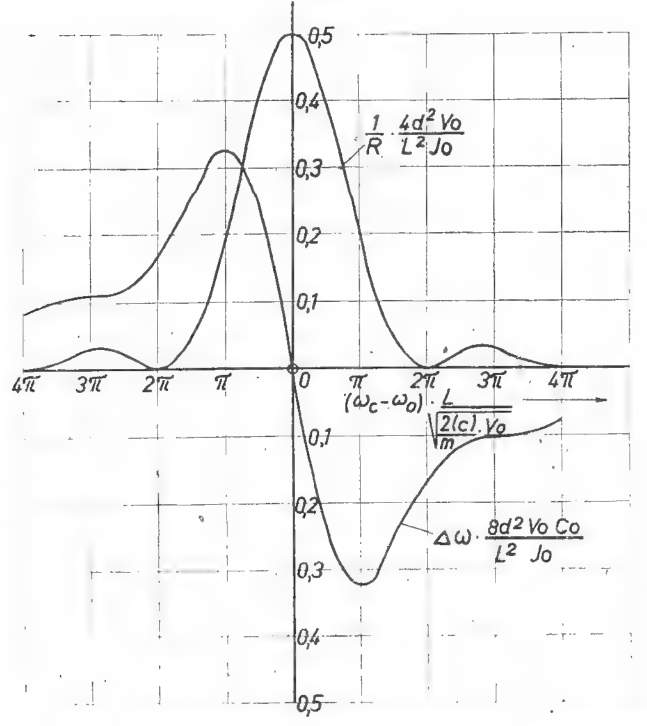


Abb. 3. Frequenzabweichung und Kreisdämpfung in Abhängigkeit vom Magnetfeld für einen Elektronenstrahl im Kondensatorfeld nach Smith und Shulman

man sich durch zwei parallele Flächen dargestellt denkt. In Abb. 2 ist die Lage des Elektronenstrahles und des Magnetfeldes in einem solchen Kondensator schematisch dargestellt. Unter dem Einfluß des Hochfrequenzfeldes werden die Elektronen in Richtung der Platten abgelenkt. Das Magnetfeld erzwingt jedoch eine spiralförmige Bahn um eine magnetische Kraftlinie als Achse. Die Umlauffrequenz ω_c ist dabei in bekannter Weise abhängig von der magnetischen Induktion. Ist ω_c gleich der Kreisfrequenz ω der Hochfrequenzschwingung, dann nimmt das Elektron ständig Energie auf, der Durchmesser der Spirale wird immer größer. Dem Kreis wird nur Energie entzogen, eine Frequenzänderung erfolgt nicht. Gibt man jedoch dem Magnetfeld einen anderen Wert, dann ändert sich die Phase zwischen dem Elektronenumlauf und der Hochfrequenzschwingung stetig. Bei Erreichen einer Phasenverschiebung von plus oder minus 90° zwischen Elektronenumlaufstrom und Hochfrequenzspannung durchläuft das Elektron genau so lange ein bremsendes Feld, wie es sich in einem beschleunigenden Feld befindet. Es gibt dann bei jedem Umlauf alle gesammelte Energie wieder ab. Bei weiter wachsender Phasenverschiebung gibt es dann pro Umlauf mehr Energie ab, als es aufnimmt. Man kann nun das Magnetfeld so einstellen, daß das Elektron nach Durchlaufen des Kondensatorfeldes sämtliche Energie wieder abgegeben hat, die es aus dem Hochfrequenzfeld aufgenommen hatte. Die Belastung des Kreises ist dann gleich 0; die Summe der Blindströme bleibt jedoch endlich und gibt ein Maß für die durch den Elektronenstrom erzeugte Kapazität ($\omega_c > \omega$) oder Induktivität ($\omega_c < \omega$) an. Die durch diese Zusatzblindleitwerte bewirkte Änderung der Resonanzfrequenz beträgt bei der Zusatzbelastung 0:

$$\Delta\omega = \frac{L^2}{8\,d^2} \cdot \frac{I_0}{V_0} \cdot \frac{1}{2\pi \cdot C_0}. \qquad (1)$$

I_0 ist die Stärke des Elektronengleichstromes, V_0 die Spannung, mit der die Elektronen in den Kondensator geschossen werden, C_0 die Kapazität des Kondensators, L die Ausdehnung des Kondensators in Richtung des Elektronenstrahles und d der Plattenabstand des Kondensators. Insgesamt muß bei Steuerung ohne mittlere Energieaufnahme der Elektronen der Vor- oder Nachlauf $(\omega_c - \omega_0) \cdot L \cdot \left(\frac{2\,|e|}{m} \cdot V_0\right)^{-\frac{1}{2}}$ der Elektronenkreisbewegung gegenüber der Hochfrequenzschwingung beim Austritt aus dem Kondensator 2π betragen. Auf halbem Wege durch den Kondensator haben die Elektronenkreisbahnen dann ihren größten Durchmesser, denn von da ab beginnen sie bei einem Umlauf mehr Energie an das Feld abzugeben als sie aufnehmen.

Für anders gewählte Magnetfeldstärken und damit andere Phasenverschiebungen im Augenblick des Austrittes des Strahles aus dem Kondensator erhält man die entsprechenden Werte für die Frequenzabweichung und für die Belastung des Kreises aus den beiden Kurven in Abb. 3. Man ersieht aus ihnen, daß man die maximal mögliche Abweichung erhält, wenn man den gesamten Vor- oder Nachlauf bei einem Durchgang gleich π macht. Die Frequenzabweichung wird dadurch doppelt so groß wie die Abweichung gemäß Gl. (1), jedoch ist jetzt gleichzeitig eine merkliche Bedämpfung des Kreises vorhanden.

Die verschiedenen Parameter in Gl. (1) sind nicht beliebig wählbar. Erstens kann der Strom I_0 nicht

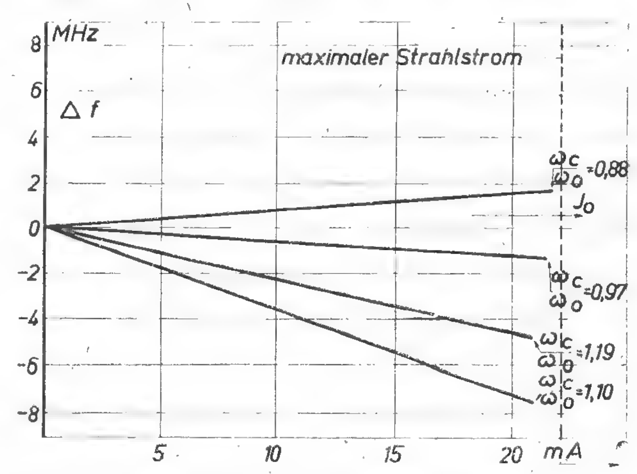


Abb. 4. Frequenzmodulation eines Magnetrons nach Bild 1 für verschiedene Magnetfeldstärken

größer als der raumladungsbegrenzte Strom in einer derartigen Plattenanordnung gemacht werden. Zweitens kann bei vorgegebener Hochfrequenz-Wechselspannung V_{HF} der Plattenabstand nur so weit verkleinert werden, daß die größten Elektronenbahnen die Platten gerade tangieren. Bei Berücksichtigung dieser Bedingungen ergibt sich die maximal mögliche Frequenzabweichung zu

$$\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right)_{max} = \frac{2\,F}{9} \cdot \frac{V_0}{V_{HF}}, \qquad (2)$$

F ist ein Faktor, der berücksichtigt, wie weit man mit dem ausgelenkten Elektronenstrahl von den Platten entfernt bleibt. F ist praktisch meist gleich 1 zu setzen.

Der Kondensator in Bild 2 kann in der Richtung senkrecht zur Zeichnungsebene noch beliebig ausgedehnt sein. Gl. (2) ist unabhängig von dieser Ausdehnung gültig, solange der Elektronenstrahl in dieser Richtung die gleiche Breite hat wie der Kondensator, denn C_0 und die maximal mögliche Stromstärke $I_{0\,max}$ wachsen beide linear mit dieser Ausdehnung. Ist aber nur ein Teil C des Kondensators vom Elektronenstrahl erfüllt, dann ist die maximale Frequenzabweichung sinngemäß durch den Faktor $C:C_0$ zu verkleinern. Damit erhalten wir:

$$\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right)_{max} = \frac{2F}{9}\cdot\frac{V_0}{V_{HF}}\cdot\frac{C}{C_0}. \qquad (2\,a)$$

Bei gleich angeordneten Strahlen in einem Vierschlitzmagnetron ist C/C_0 proportional der Anzahl der Hilfsstrahlen, wenn mit C_0 die Ersatzkapazität für das ganze Schwingsystem bezeichnet wird. Je nach dem

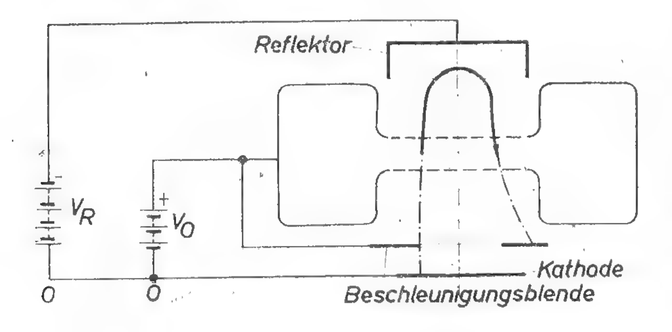


Abb. 5. Elektronenbahn im Reflexionsklystron, schematisch

geforderten größten Frequenzhub muß man also die Zahl der Modulationsstrahlen wählen.

In Abb. 4 sind einige Modulationskennlinien wiedergegeben, wie sie an einem 12-Schlitzmagnetron gemessen wurden, das entsprechend Abb. 1 gebaut war. Die Linearität der Stromabhängigkeit ist befriedigend.

Die Meßreihe mit $\frac{\omega_e}{\omega_0} = 1{,}19$ als Parameter entspricht ungefähr dem Fall der Steuerung ohne mittlere Energieaufnahme der Elektronen. Bei der wegen der Raumladungsbegrenzung maximal zulässigen Stromstärke von 22 mA würde die Frequenzabweichung in diesem Falle 5 MHz betragen. Da der Arbeitspunkt bei einer mittleren Stromstärke liegt, beträgt der erreichte Frequenzhub also ± 2,5 MHz.

In der Tabelle 1 sind die wichtigsten Daten der Versuchsröhre zusammengestellt. Die gemessenen Werte lassen sich nur mit grober Näherung aus den Daten berechnen, vor allem, weil der Wert für C/C_0 nur durch eine Abschätzung erhalten werden kann. Die größte Strahlstromdichte liegt mit 550 mA/cm² nicht mehr innerhalb der Grenze für eine ausreichende Kathodenlebensdauer, jedoch ließe sich dieser Wert durch Verwendung eines weiteren Strahles herabsetzen. Ferner ist eine Vergrößerung des Frequenzhubes durch weitere Strahlen oder durch Zulassung einer Amplitudenänderung bei dem vorliegenden Rohr möglich.

Tabelle 1

Daten der Versuchsröhre von Kilgore, Shulman und Kurshan

Zahl der Schlitze	12
Zahl der Modulationsstrahlen	2
Betriebsfrequenz	4000 MHz
Ausgangsleistung	25 W
Berechnete HF-Spannung V_{HF}	350 V
Ersatzkapazität C_0	$2 \cdot 10^{-12}$ Farad
Nutzkapazität zu Ersatzkapazität pro Strahl $C:C_0$	0,02
Strahlspannung V_0	80 V
Erreichter Frequenzhub ohne Amplitudenänderung	± 2,5 MHz
Größte Strahlstromstärke	22 mA
Größte Strahlstromdichte	550 mA/cm²
Wirkungsgrad	ca. 50 %

Bei größeren Wellenlängen ist es gemäß Gl. (2 a) schwieriger, große Frequenzänderungen zu erreichen. In einem Versuchsmagnetron mit 12 Schlitzen und 1 Kilowatt Hochfrequenzleistung bei 900 MHz mußten bereits 9 Hilfsstrahlen angewandt werden, um einen Frequenzhub von ± 3,5 MHz ohne Amplitudenänderung zu erreichen. Der hohe Wirkungsgrad von 55 % rechtfertigt jedoch bei der großen Leistung diesen Aufwand.

2. Die Frequenzmodulation des Klystrons

Die Hilfselektronenstrahlen machen den Aufbau des frequenzmodulierten Magnetrons etwas schwierig, wodurch das Anwendungsgebiet häufig zugunsten des Klystrons beschränkt sein wird, denn beim Klystron ist die Frequenzmodulation als Änderung der Betriebsspannung einfach durchzuführen. Als Nachteil hat man dabei allerdings den kleineren Wirkungsgrad des Klystrons in Kauf zu nehmen. Das Klystron wurde in dieser Zeitschrift bereits ausführlich beschrieben [5]. Im Rahmen des vorliegenden Aufsatzes soll daher nur gezeigt werden, wie bei dem Reflexionsklystron und dem Zweikammerklystron die Frequenzmodulation zustande kommt und mit welchen Modulationsbereichen man zu rechnen hat. Im Ausland liegt bereits eine umfassende Darstellung des Klystrons in bezug auf seine praktische Verwendung von A. E. Harrison vor (6).

a) Reflexionsklystron

Wegen der größeren Einfachheit betrachten wir zunächst das Reflexionsklystron. Die Frequenzmodulation beruht darauf, daß die Zeit für den in Abb. 5 stark gezeichneten Teil einer Elektronenbahn von den Gleichspannungen abhängt, und zwar sowohl von der Anodenspannung V_0 als auch von der Spannung V_r des Reflektors. Die von den Elektronenpaketen am Ende der stark gezeichneten Bahn im Hohlraumschwingkreis influenzierte Spannung muß in Phase mit der Spannung sein, die die Geschwindigkeitsmodulation erzeugt. Die Frequenz stellt sich so ein, daß diese Bedingung erfüllt ist und eine Schwingung erhält sich, wenn gleichzeitig die Amplitudenbedingung aufrechterhalten werden kann.

Quantitativ übersieht man die Verhältnisse am bequemsten mit Hilfe eines Ersatzschaltbildes. Der Schwingkreis der Röhre wird einschließlich der Ohmschen Belastung durch R, L und C dargestellt. (Abb. 6.) Der von der Reflektoranode zurückkehrende Elek-

tronenstrahl ergibt zusätzlich die Röhrenimpedanz Z, von der in den Schwingkreis hinein der Strom $i_2 = 2 \cdot I_0 \cdot I_1(x)$ [1]) fließt. I_0 ist der Strahlgleichstrom und $I_1(x)$ ist ein Maß für die erfolgte Paketbildung der Elektronen. Die Amplitudenbedingung besagt dann, daß die Summe der Wirkleitwerte 0 sein muß, und die Phasenbedingung, daß die Summe der Blindleitwerte ebenfalls gleich 0 sein muß. Die letztere Bedingung führt auf die einfache Gleichung:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{\tan \Phi}{R/\omega L}, \quad (3)$$

wenn Φ die Phasenverschiebung des zurückkehrenden Strahles bei Durchtritt durch die Gitter angibt. Dabei ist als Phasenwinkel 0 der Winkel angesetzt, bei dem die Röhrenimpedanz rein ohmisch ist. Das ist der Fall bei einer Laufzeit $N = (n - 1/4)$ Schwingungen,

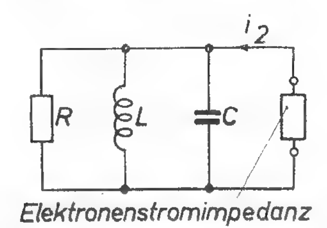


Abb. 6. Ersatzschaltbild eines Reflexionsklystrons

wobei n eine ganze Zahl ist. Die von dem Strahl auf den Hohlraumschwingkreis übertragene Wirkleistung hat für $\Phi = 0$ ihr Maximum. Die Laufzeit muß hierbei 1/4 Schwingung, d. h. um 90° gegen eine ganze Anzahl von Schwingungen verschoben sein, da die größte Elektronenverdichtung, also ein Strommaximum, gerade auftritt für Elektronen, die beim Nulldurchgang der fokussierenden Spannung durch das Gitterpaar treten.

Der Phasenwinkel Φ läßt sich durch die Laufzeit der Elektronen ausdrücken, die erstens durch die Gleichspannung V_0 und zweitens durch die Reflektorspannung V_R bedingt ist. Je kleiner die Reflektorspannung ist, desto weiter schießen die Elektronen in den Reflektorraum hinein, desto größer wird die Laufzeit. Der Ablauf gleicht einem Ball, der gegen das Schwerefeld in die Höhe geworfen wird. Je höher der Ball geworfen wird, desto größer ist die Zeit, die er in der Luft bleibt.

Führt man ferner das Differential der Reflektorspannung ein, dann erhält man:

$$\frac{\Delta\omega}{\Delta V_R} = \frac{\pi \cdot N \cdot \omega_0}{R/\omega L \cdot (V_0 + V_R) \cdot \cos^2 \Phi}. \quad (4)$$

In dem uns hauptsächlich interessierenden Bereich können wir $\cos \Phi$ praktisch gleich 1 setzen. Wir haben dann:

$$\frac{\Delta\omega}{\Delta V_R} \approx \frac{\pi \cdot N \cdot \omega_0}{R/\omega L \cdot (V_0 + V_R)}. \quad (4\,a)$$

Eine ähnliche Gleichung erhält man, wenn man Änderungen der Anodenspannung V_0 betrachtet. Die Änderung der Frequenz pro Volt Spannungsänderung ist bei diesem Verfahren aber geringer als bei Benutzung des Reflektors zur Modulation.

In Abb. 7 ist die Abhängigkeit der Frequenz von der Reflektorspannung dargestellt. Gleichzeitig ist das Verhalten der Ausgangsleistung gezeigt, das sich aus der Betrachtung der Wirkleitwerte in der angedeuteten Weise ergibt. Die verschiedenen Bereiche entsprechen verschiedenen Werten von n. Bei den höheren Spannungen hat n den kleineren Wert.

Als Grenze des ausnutzbaren Modulationsbereiches kann man den Wert wählen, bei dem die Ausgangsleistung auf die Hälfte des Maximalwertes gesunken ist. Für den Schwingbereich um 250 V Reflektorspannung erhält man dann als maximalen Frequenzhub ± 8 MHz bei 10 cm Wellenlänge. Für die Schwingbereiche mit längerer Laufzeit wird dieser Wert noch größer. Mit 1 Volt Spannungsänderung erhält man bereits 400 kHz Frequenzänderung. Die Steilheit der Modulationskennlinie steigt im geraden Teil mit abnehmendem Belastungswiderstand gemäß Gl. (4 a).

Der maximale Frequenzhub hat dieselbe Größenordnung wie beim Magnetron. Die Ausgangsleistung ist dagegen mit 50 mW um mehrere Größenordnungen geringer. Es erscheint nicht sehr sinnvoll, bei dem geringen Wirkungsgrad von nur einigen Prozent zu Röhren mit wesentlich größerer Leistung überzugehen. Reflexionsklystrons der angegebenen Art zählen im Ausland bereits in großer Mannigfaltigkeit zu den listenmäßigen Röhren.

b. Zweifeldklystron

Das Zweifeldklystron erfordert eine etwas andere Berechnung der Frequenzabhängigkeit. Wir haben hier zwei durch die Rückkopplungsleitung mehr oder weniger fest gekoppelte Schwingungskreise. Die beiden Schwingungskreise sollen auf die gleiche Frequenz abgestimmt sein. Der Unterschied zwischen beiden

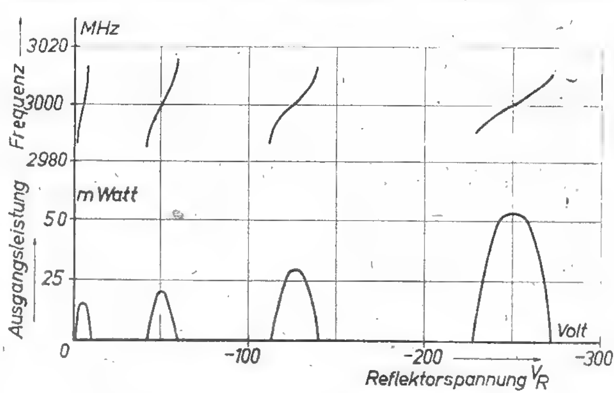


Abb. 7. Frequenzmodulation und Ausgangsleistung eines Reflexionsklystrons nach Harrison

Kreisen besteht nur darin, daß der Ausgangsschwingkreis wegen der Ohmschen Belastung einen kleineren Wert $R/\omega L$ hat als der Eingangskreis. In dieses gekoppelte System fließt wieder ein Strom $i_2 = 2 \cdot I_0 \cdot I_1(x)$ ein (siehe Abb. 8). Damit die über die Rückkopplung im Eingangskreis erzeugte Spannung in Phase mit der Spannung ist, die die Geschwindigkeitsmodulation hervorruft, muß die Summe aus Laufzeitwinkel, Phasenwinkel zwischen den gekoppelten Kreisen und dem festen Winkel $\pi/2$ gleich $n \cdot 2\pi$ sein, wobei n wieder eine ganze Zahl ist. Der feste Winkel $\pi/2$ berücksichtigt auch hier, daß eine Elektronenverdichtung, also ein Strommaximum, immer gerade in der Umgebung der Elektronen entsteht, die durch die

[1]) $I_1(x)$ ist die Besselfunktion. Bis etwa x = 0,8 ist $I_1(x) \approx \frac{x}{2} = \frac{1}{2}\pi \cdot N \cdot \frac{V_1}{V_0}$ (V_1 = wirksame Steuerwechselspannung, N = Laufzeit der Elektronen, ausgedrückt durch die Anzahl der Schwingungen).

Eingangsgitter bei der Spannung 0 treten. Durch Änderung der Anodenspannung ändert sich der Laufzeitwinkel in bekannter Weise, so daß sich der Phasenwinkel zwischen den beiden Kreisen im entgegengesetzten Sinne ändern muß. Nach der Theorie der gekoppelten Kreise ist das nur dadurch möglich, daß sich die Frequenz der Schwingung in vorgeschriebener

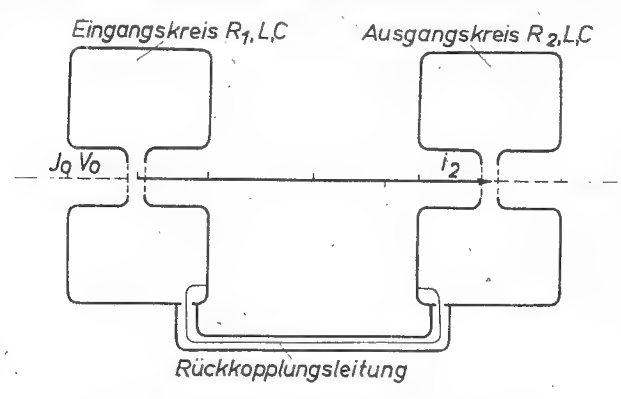


Abb. 8. Zweikammerklystron, schematisch

In Abb. 9 sind die Modulationskurven dargestellt, wie sie bei günstiger Einstellung an dem in Amerika handelsüblichen Zweikammerklystron 3 K 30/410 R der Sperry-Gyroscope erhalten wurden, das bei etwa 10 cm arbeitet. Die gleichzeitig wiedergegebene Kurve für die Ausgangsleistung zeigt, daß man eine größte Frequenzabweichung von nahezu 8 MHz erhalten kann, ohne daß sich die Ausgangsleistung merklich ändert. Der Bereich für die nahezu lineare Abhängigkeit der Frequenz von der Spannung ist allerdings nur etwa halb so groß. Bei 2500 V Betriebsspannung beträgt die Steilheit der Modulationskennlinie im geraden Teil 7 kHz pro Volt Spannungsänderung. Um die günstigsten Modulationskennlinien zu erzielen, mußten die beiden Schwingkreise etwas gegeneinander verstimmt werden. Bei der Ableitung der Gl. (6) wurde für beide Kreise die gleiche Abstimmung angenommen. In diesem Falle würde jedoch jeweils das zweite Maximum bei der höheren Spannung gegenüber dem anderen bevorzugt werden. Die Folge davon wäre eine größere Änderung der Amplitude. Die relative

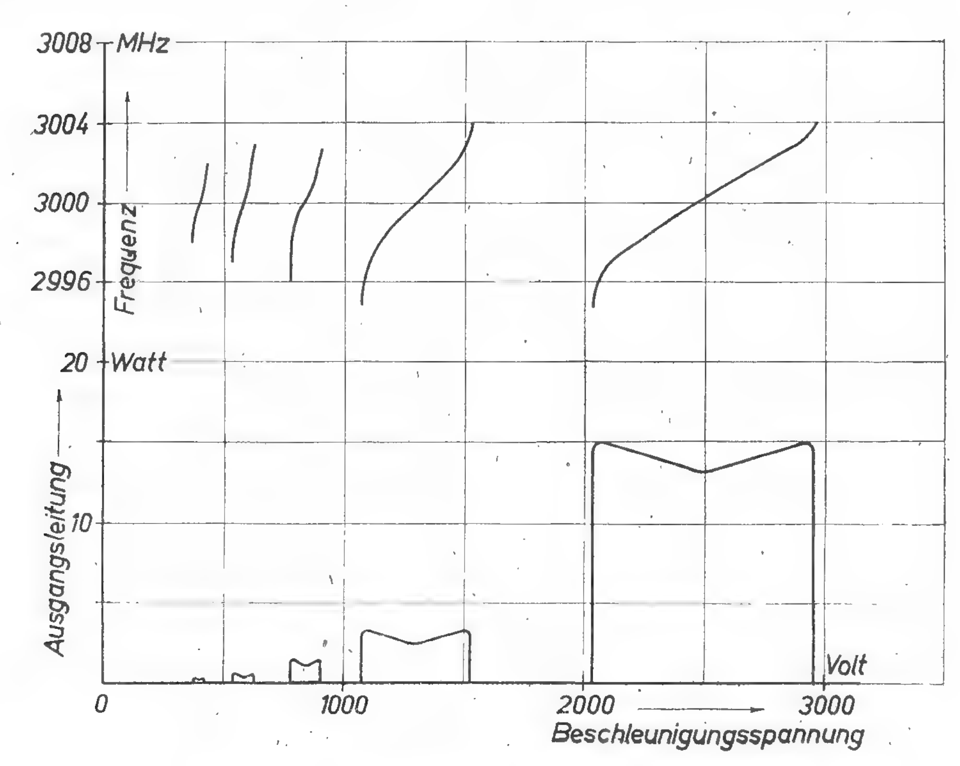


Abb. 9. Frequenzmodulation und Ausgangsleistung des Zweikammerklystrons 3 K 30/310 R der Sperry-Gyroskope

Weise ändert. Die Schwingung ist dabei so lange aufrechtzuerhalten, solange die Amplitudenbedingung gleichzeitig erfüllt bleibt. Bei zu großer Änderung des Laufzeitwinkels ist das nicht mehr der Fall, die Schwingung reißt ab. Für den Zusammenhang zwischen Phasenwinkel Φ und der Frequenz von gekoppelten Schwingungskreisen kann man angenähert setzen:

$$\Delta\Phi = 2\sqrt{\frac{R_1}{\omega L}\cdot\frac{R_2}{\omega L}}\cdot\frac{\Delta\omega}{\omega}. \qquad (5)$$

Drückt man $\Delta\Phi$ durch die Änderung der Anodenspannung aus, dann erhält man:

$$\Delta\omega = \frac{\pi\cdot N\cdot\omega}{2\sqrt{\frac{R_1}{\omega L}\cdot\frac{R_2}{\omega L}}}\cdot\frac{\Delta V_0}{V_0}. \qquad (6)$$

Gleichförmigkeit der Amplitude bei Verstimmung wird allerdings durch eine um etwa 50 % kleinere mittlere Ausgangsleistung erkauft. Der maximale Frequenzhub ist um mehr als den Faktor 2 kleiner als beim Reflexionsklystron. Die erreichbaren Ausgangsleistungen sind dabei mit denen des Magnetrons durchaus vergleichbar. Dagegen ist der Wirkungsgrad wesentlich geringer.

Abb. 10 zeigt den Schnitt durch ein Zweikammerklystron für 9 cm Wellenlänge und etwa 100 Watt Ausgangsleistung, wie es vom Verfasser in der früheren Forschungsanstalt der Deutschen Reichspost für besondere Verwendungszwecke gebaut wurde. Im günstigsten Falle betrug hier der Wirkungsgrad 10 %. Bei der Arbeitsspannung von etwa 3200 V hatte N

den Wert 2. Daraus ergibt sich bei der Annahme von $\sqrt{\frac{R_1}{\omega L} \cdot \frac{R_2}{\omega L}} = 1000$ für die Modulationssteilheit 3 kHz pro Volt Spannungsänderung. Ein Magnetfeld von etwa 300 Gauß in Richtung des Elektronenstrahles erwies sich zur Führung der Elektronen erforderlich, kopplung hat den festen Wert π. Die Frequenzänderung ist 50 kHz pro Volt Gleichspannungsänderung. Dieser hohe Wert wird durch ein verhältnismäßig großes N, durch die niedrige Anodenspannung von nur 600 V und durch ein niedriges Verhältnis $R/\omega L$ erreicht. Der Wirkungsgrad beträgt nicht ganz 10 %.

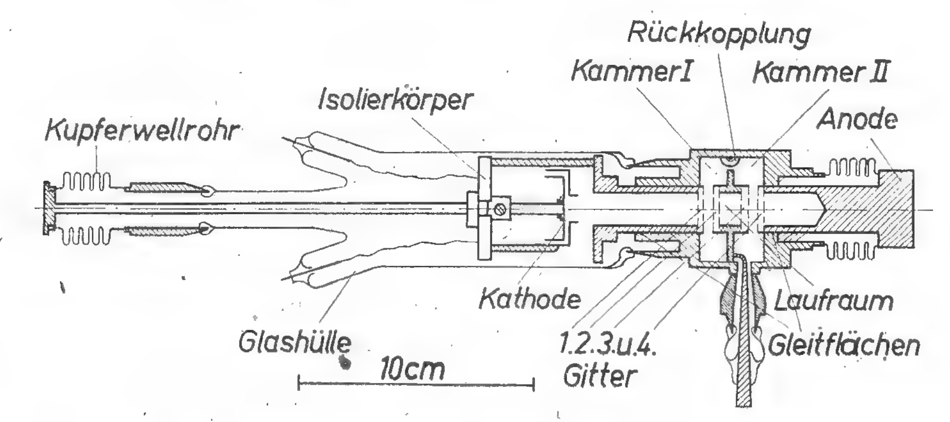


Abb. 10. Schnittbild eines Zweikammerklystrons der Deutschen Post für 9 cm Wellenlänge und 100 Watt Leistung

sofern man auf eine Führung durch Restgase in der Röhre verzichten wollte.

Auch höhere Ausgangsleistungen als 100 Watt sind mit dem Klystron technisch beherrschbar. So gibt z. B. das Datenblatt für ein Klystron der amerikanischen Firma Litton Engineering Laboratories eine Ausgangsleistung von 1 kW an. Der Wirkungsgrad ist dabei mit 25 % beträchtlich höher, als er bisher im 10 cm-Bereich zu erzielen war. Zum Teil ist die Ursache dafür in der längeren Wellenlänge zu suchen, die 33 cm beträgt.

Das in dieser Zeitschrift bereits beschriebene Lorenzklystron Rd 12 La wird bei etwa 20 cm mit Erfolg bereits für einen frequenzmodulierten Sender für die Nachrichtenübermittlung benutzt. Die Phase zwischen der Schwingung an der Einkopplung und der Aus-

Schrifttumsnachweis

[1] H. Schnitger: Magnetrons für Zentimeterwellen, FTZ 1 (1948), S. 9—12.

[2] L. P. Smith u. C. J. Shulman: Frequency modulation and control by electron beams. Proc. I. R. E. 35 (1947), S. 644.

[3] G. R. Kilgore, C. J. Shulman u. J. Kurshan: A Frequency-modulated Magnetron for Super-High Frequencies. Proc. I. R. E. 35 (1947), S. 657.

[4] J. S. Donal, R. R. Bush, C. L. Cuccia und R. R. Hegbar: A 1-Kilowatt Frequency-modulated Magnetron for 900 Megacycles. Proc. I. R. E. 35 (1947), S. 664.

[5] H. Döring: FTZ, im Erscheinen.

[6] A. E. Harrison: Klystron Tubes. Mc Graw Hill Book Comp. New York u. London 1947.

Zeitschriftenlese

DK 621.3.029.64

Ergebnisse von Mikrowellen-Ausbreitungsversuchen über eine 40 Meilen-Landstrecke. (Results of Microwave Propagation Tests on a 40-Mile Overland Path.) A. L. Durkee, Proc. I. R. E. 36, S. 197—205, Februar 1948.

In der von der Bell-Corporation durchgeführten Arbeit werden die Ergebnisse einer großen Zahl von Versuchsreihen wiedergegeben, die während eines Zeitraumes von etwa zwei Jahren an einer von New York aus 65 km über Land laufenden Versuchsstrecke gewonnen wurden. Zweck der Untersuchung war die Ermittlung statistischer Daten über Häufigkeit und Tiefe der Fadings im Wellenbereich von 1,25 cm bis 42 cm als Unterlage für die Planung von Funkrelaisstrecken. Das Material wurde in Form graphischer Darstellungen, vor allem der stündlichen und täglichen Fadingbereiche, ausgewertet. Eine gründliche physikalische Klärung der beobachteten Erscheinungen wurde nicht angestrebt, jedoch ergeben sich aus dem Versuchsmaterial zwanglos einige Hinweise. Der Meßbereich für die empfangenen Feldstärken erstreckte sich von + 10 db bis zu — 20 db, bezogen auf den Wert für die Ausbreitung im freien Raum. Gelegentlich überschritten die Feldstärkeschwankungen diesen Bereich an der unteren Grenze. Allgemein ergab sich, daß die Schwankungsbereiche im Sommer erheblich größer waren als im Winter, ferner nachts wesentlich größer als am Tage. Die Polarisation war ohne merkbaren Einfluß. Bei einem Teil der Untersuchungen wurden gleichzeitig Messungen etwa in der Mitte der Strecke vorgenommen; dabei zeigte sich ein Rückgang der Feldstärkeschwankungen auf den halben db-Wert; die Schwankungen auf den beiden Streckenhälften waren völlig unabhängig voneinander. Der Schwankungsbereich vermindert sich erheblich bei längeren Wellen; der Unterschied zwischen 3,2 cm und 6,5 cm war zwar nicht groß, aber immerhin merklich. Wesentlich stabiler waren die Verhältnisse bei der 42 cm-Welle. Die 1,25 cm-Welle fiel bei Regen oder auch bei großer Luftfeuchtigkeit völlig aus, während die 3,2 cm-Welle davon praktisch unbeeinflußt blieb. Wichtig ist freie optische Sicht mit genügendem Abstand der Verbindungslinie von Bodenerhebungen; eine Verbindungslinie mit einem Abstand von 30 m über dazwischenliegenden Bodenerhebungen ergab wesentlich geringere Schwankungen als bei streifender Berührung. (Dieser Teil der Untersuchungen ist nach Ansicht des Ref. noch ergänzungsbedürftig; die durch Reflexion am Boden sich ausbildenden Maxima und Minima des Strahlungsdiagramms müßten berücksichtigt werden, wodurch man u. U. stabilere Ausbreitungsverhältnisse erzielen könnte.)

Ri.

Über die Schallversorgung großer Räume

Von Gerhart Goebel, Hamburg

DK 534.0

Mit 10 Abbildungen

Das Problem, mittlere und große Räume gleichmäßig mit Schall zu versorgen, bereitet keinerlei grundsätzliche Schwierigkeiten mehr. Die Lösungen sind bekannt und größtenteils schon in Lehr- und Handbüchern behandelt. Trotzdem begegnet man vielfach noch unbefriedigenden Sprach- und Musik-Übertragungsanlagen, selbst da, wo die verfügbaren Kräfte und Hilfsmittel eigentlich eine einwandfreie Wiedergabe gewährleisten sollten. Deshalb sollen hier im Zusammenhang einige Fragen behandelt werden, die bei der Schallversorgung von Räumen eine Rolle spielen.

Grundbegriffe

Schall entsteht durch die mechanische Erschütterung von Körpern.

Diese Erschütterungen regen den Körper zu mechanischen Schwingungen an, die von dem ihn umgebenden Medium aufgenommen und in Flüssigkeiten und Gasen in Form von L o n g i t u d i n a l w e l l e n weitergeleitet werden können. Die Geschwindigkeit c, mit der sich der Schall ausbreitet, hängt ab vom Medium. Sie beträgt beispielsweise in Luft (20° C, 760 Torr) 343 ms^{-1}, in Wasser (10° C) 1440 ms^{-1}, in Tannenholz 3320 ms^{-1}.

Der Raum, in dem sich der Schallvorgang ausbreitet, heißt S c h a l l f e l d. Die Energie im Schallfeld läßt sich — ähnlich wie bei einem einfachen Pendel — entweder als Höchstwert der kinetischen oder der potentiellen Energie der schwingenden Masseteilchen ermitteln. Die Wechselgeschwindigkeit, mit der ein Masseteilchen im Schallfeld um die Ruhelage schwingt — man denke an die Schwingungen der Elfenbeinkugeln einer Longitudinal-Wellenmaschine —, heißt S c h a l l s c h n e l l e s (zum Unterschied von der Fortpflanzungsgeschwindigkeit). Die Schallschnelle s wird gemessen in $cm \cdot s^{-1}$.

Im Schallfelde tritt eine wellenförmig fortschreitende, periodisch wechselnde Erhöhung und Verminderung des herrschenden barometrischen Luftdruckes auf, die sich am Beobachtungsort als w e c h s e l n d e r Druck auf die Flächeneinheit bemerkbar macht. Dieser S c h a l l d r u c k p wird gemessen in $dyn \cdot cm^{-2}$ oder µbar.

Es besteht die Beziehung:

$$1\,\text{bar} = 10^6 \cdot \text{dyn} \cdot \text{cm}^{-2} = 750{,}06\,\text{mm Quecksilbersäule (Torr)} \approx 1\,\text{at}.$$

(Die Empfindlichkeit von Mikrophonen wird in Volt/µbar angegeben.) Schalldruck und Schallschnelle hängen nach einem ähnlichen Gesetz zusammen wie Spannung und Strom in der Elektrotechnik, und dieses Ohmsche Gesetz der Akustik lautet:

$$p = s \cdot z.$$

Die Größe z wird als Schallwiderstand bezeichnet und hat die Dimension $dyn \cdot s \cdot cm^{-3}$. Sie ist abhängig von der Schallgeschwindigkeit und der Dichte des Mediums, in dem sich der Schall ausbreitet. Für L u f t von 20° C bei 760 Torr ist

$$z = 41{,}5\ \text{dyn} \cdot \text{s} \cdot \text{cm}^{-3}.$$

Statt des an einem bestimmten Punkt des Schallfeldes herrschenden Schalldruckes p kann man auch die an diesem Punkte in der Sekunde durch die Flächeneinheit hindurchströmende Schalleistung betrachten. Sie wird als S c h a l l i n t e n s i t ä t oder S c h a l l s t ä r k e I bezeichnet und gemessen in $erg \cdot s^{-1} \cdot cm^{-2}$. Es ist

$$I = p \cdot s = z \cdot s^2 = \frac{p^2}{Z}.$$

(Alle diese Formeln gelten unter der vereinfachenden Annahme einer ebenen fortschreitenden Welle und für Punkte des Schallfeldes, die mehr als eine Wellenlänge von der Schallquelle entfernt sind.)

Für Luft gilt:

$$I = \frac{p^2\,[\mu\text{bar}]}{41{,}5}\,10^{-7}\,[\text{W} \cdot \text{cm}^{-2}].$$

Das Ohr

Da Schallvorgänge nur mittels des Ohres wahrgenommen werden können, müssen dessen physiologische und physikalische Eigenschaften bei allen elektroakustischen Anlagen maßgebend berücksichtigt werden. Experimentelle Untersuchungen über diese Eigenschaften erstrecken sich stets über eine große Anzahl von Versuchspersonen, bei denen zudem noch der Einfluß der Intelligenz, Aufmerksamkeit und Ermüdung berücksichtigt werden muß. Infolgedessen weichen die erzielten Versuchsergebnisse in ziemlich weiten Grenzen voneinander ab und sind dementsprechend zu werten.

Das Ohr ist ein Schallempfänger mit unsymmetrischer Elastizität, der aus dem praktisch unendlich breiten Schallfrequenzspektrum Frequenzen von etwa 16 bis 16 000 Hz in Sinneseindrücke umwandelt, somit ein Intervall von 10 Oktaven umfaßt. Mit zunehmendem Alter nimmt die Aufnahmefähigkeit des menschlichen Ohres für hohe Frequenzen ab, beispielsweise für 4000 Hz im 3. Jahrzehnt um 6 db, im 6. Jahrzehnt um 30 db.

Die spektrale Empfindlichkeitsverteilung des Ohres wird durch die bekannte Ohrkurve (Abb. 1) dargestellt. Die untere Hör- oder Reizschwelle, d. h. der Grenzwert des Schalldruckes, unterhalb dessen das Ohr auch bei absoluter Ruhe der Umgebung keinerlei Schall mehr wahrnimmt, ist stark frequenzabhängig. Seine größte Empfindlichkeit besitzt das Ohr im Bereich der Eigenfrequenz zwischen 2000 und 4000 Hz. Hier spricht es noch auf Druckschwankungen von 10^{-4} µbar an, während die Empfindlichkeit nach höheren und tieferen Frequenzen hin rasch abnimmt. Mit zunehmendem Schalldruck tritt an Stelle des Gehöreindrucks ein Schmerzgefühl auf. Zwischen Hör- und Schmerzschwelle liegt die den gesamten Intensitäts- und Frequenzbereich des Ohres bestim-

mende „Hörfläche". Die Größe des physikalisch meßbaren Schalldruckes oder der Schallintensität ist nicht gleichbedeutend mit der im Ohr ausgelösten subjektiven Schallempfindung oder Lautstärke. Diese ist vielmehr nach dem Weber-Fechnerschen Gesetz etwa dem (Briggschen) Logarithmus der Schallintensität proportional, d. h. das Ohr entspricht einem Meßinstrument mit logarithmisch geteilter Skala *). Im Bereich seiner größten spektralen Empfindlichkeit bewältigt das Ohr Intensitätsunterschiede von $1 : 10^{14}$.

Die Lautstärke L eines Schallvorganges wird gemessen durch Vergleich mit der Lautstärke L_b eines als ebenso laut empfundenen Normaltons von 1000 Hz, für den der Reiz- oder Hörschwellenwert bei einem Schalldruck p_0 von 0,0002 µbar entsprechend einer Intensität I_0 von 10^{-16} W · cm^{-2} liegt. Dieser Wert

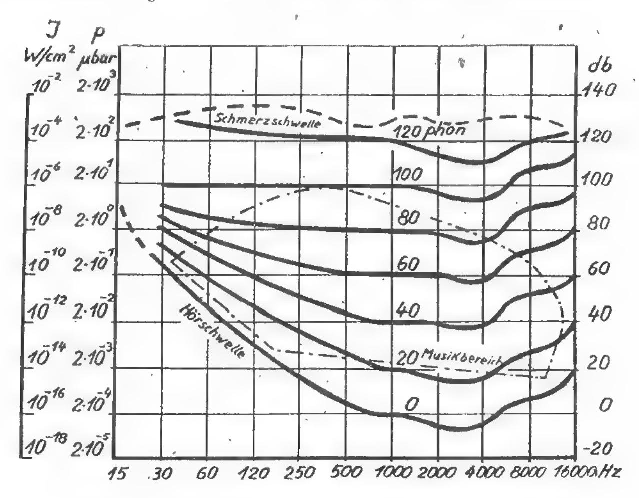


Abb. 1. Hörfläche mit Kurven gleicher Lautstärke [9]

ist als Nullpunkt der Lautstärke- oder Phonskala festgelegt worden.

Die Lautstärke L_b des Bezugstons mit dem effektiven Schalldruck p_b [µbar] und der Intensität I_b [W · cm—2] wird definiert zu:

$$L_b = 20 \log \frac{p_b}{p_0} = 10 \log \frac{I_b}{I_0} \text{ [phon]}.$$

Ein Phon entspricht dem eben noch wahrnehmbaren Unterschied zwischen zwei Lautstärken. Die Schmerzschwelle des Ohres liegt bei etwa 130 phon, doch ist dieser Wert umstritten und anscheinend individuell stark verschieden.

Einem effektiven Schalldruck von 1 dyn · cm^{-2} = 1 µbar entspricht eine Lautstärke von 74 phon. Die Phonskala ist in ihrer Stufung vergleichbar mit der in der amerikanischen Fernmeldetechnik und in der Elektroakustik üblichen Dezibelskala, allerdings mit dem Unterschied, daß diese lediglich das logarithmische Verhältnis zweier Größen angibt, während die Phonskala auf einem festen, jederzeit reproduzierbaren Bezugswert aufgebaut ist und Absolutwerte liefert. Für den Normalton 1000 Hz sind beide Skalen identisch.

Der Lautstärke-Eindruck ist stark frequenzabhängig. Ein Schalldruck von $2 \cdot 10^{-3}$ µbar, der im Gebiet größter Ohrempfindlichkeit mit 20 phon empfunden wird, ist bei 100 Hz überhaupt noch nicht hörbar. Der Frequenzgang der Ohrempfindlichkeit wird durch die in Abb. 1 angegebenen Kurven gleicher Lautstärke wiedergegeben, die u. a. für eine gehörrichtige Lautstärkeregelung von Übertragungsanlagen maßgebend sind. Die Ohrempfindlichkeit ändert sich stark mit dem absoluten Schalldruckpegel. Bei tiefen Frequenzen wächst die Lautstärkeempfindung für die gleiche Schalldruckzunahme wesentlich schneller als bei mitteren und hohen Frequenzen. Eine Schalldruckerhöhung um 40 db über Reizschwelle beispielsweise hat für 1000 Hz definitionsgemäß eine Lautstärkeerhöhung von 0 auf 40 phon, für 60 Hz dagegen eine von 0 auf 80 phon zur Folge. Die Schallwiedergabe klingt also um so dumpfer, je lauter man wiedergibt, eine Tatsache, die vielfach bei der Planung von Übertragungsanlagen nicht beachtet wird.

In der nachstehenden Tabelle sind für einige Schallquellen Spitzenwerte des Schalldrucks angegeben:

Schallquelle	Entfernung des Meßpunktes von der Schallquelle m	Schalldruck µbar
Hörschwelle	—	$2 \cdot 10^{-4}$
weiblicher Sprecher	0,45	0,40
männlicher Sprecher	0,45	0,49
Flöte	1	14
Altstimme ff	0,45	18
Pikkolo-Flöte	1	20
Klavier	3	23
Sopran-Stimme ff	0,45	24
Baß-Stimme ff	0,45	31
Tenor-Stimme ff	0,45	34
Trompete	1	54
Orgel	5	90
Orchester 15 Mann	2	90
Orchester 75 Mann	5	130

Intensitätsänderungen von weniger als 25 % werden im allgemeinen nicht mehr wahrgenommen.

Das Frequenzunterscheidungsvermögen des Ohres zwischen 500 und 4000 Hz beträgt etwa 0,3 %, für tiefere Frequenzen 0,7 %.

Reflexion und Nachhall

Im ungestörten Schallfeld nimmt die Intensität eines Schallvorgangs in erster Annäherung mit dem Quadrat der Entfernung von der Schallquelle ab. Bei hohen Frequenzen tritt eine zusätzliche Schallabsorption durch Luftreibung und Feuchtigkeit ein, die aber hier unberücksichtigt bleiben soll. Trifft die Schallwelle auf ein Medium anderer Dichte, dessen Abmessungen groß sind im Vergleich zur Wellenlänge, so wird sie nach den Gesetzen der geometrischen Optik reflektiert. Die Richtung des reflektierten Schallstrahles läßt sich durch Annahme eines Spiegelbildes der Schallquelle hinter der reflektierenden Begrenzungsfläche leicht zeichnerisch ermitteln. Selbst im Freien tritt kein ungestörtes Schallfeld auf, weil die Schallwellen stets vom Erdboden reflektiert werden. (Nur bei Neuschnee fällt diese Bodenreflexion weg, weil die Schallenergie in dem wattigen Gefüge durch Absorption fast völlig vernichtet wird. Das Ohr empfindet das Fehlen solcher Bodenreflexion als unnatürlich.) In geschlossenen Räumen wird der Schall der Schallquelle von sämtlichen Begrenzungsflächen in mehr oder weniger großen Zeitabständen zurückgeworfen, und die reflektierten Anteile überlagern sich und verschmelzen im Ohr des Hörers miteinander. Beim plötzlichen Ertönen eines Schalles konstanter Amplitude erreicht

*) Deshalb logarithmische Lautstärkeregler!

der an einem beliebigen Punkt des Raumes gemessene Schalldruck, der sich aus dem Anteil der direkten Welle und den Beiträgen der reflektierten Wellen zusammensetzt, erst nach einer gewissen Anhallzeit seinen Endwert. Ebenso sinkt, nachdem die Schallquelle abgeschaltet worden ist, der Schalldruck an jenem Raumpunkt erst nach einer bestimmten Nachhallzeit (= Anhallzeit) auf den Wert Null, weil bei jeder Reflexion nur ein Teil der Energie vom reflektierenden Medium absorbiert wird *). Um zu vergleichbaren Werten zu gelangen, wird als Nachhallzeit eines Raumes nach W. C. Sabine diejenige Zeit in Sekunden definiert, innerhalb deren die Schallintensität im Raum nach dem Abschalten der Schallquelle um 60 db, d. h. auf den 10^6ten Teil, oder der Schalldruck auf $^1/_{1000}$ des ursprünglichen Wertes abgesunken ist. Man kann die Nachhallzeit dadurch messen, daß man einen Ton von 60 db über Hörschwelle erzeugt, ihn plötzlich unterbricht und mit der Stoppuhr die Zeit mißt, die vergeht, bis der Nachhall eben nicht mehr hörbar ist, d. h. um 60 db abgeklungen ist.

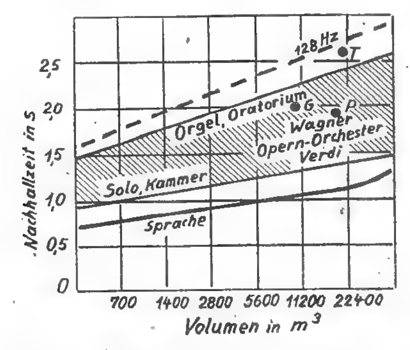


Abb. 2. Optimale Nachhallzeiten in Abhängigkeit vom Rauminhalt für verschiedene Schallvorgänge.
G = Nachhallzeit des Gewandhaussaales Leipzig. P = Nachhallzeit der Philharmonie Berlin. T = Nachhallzeit der Thomaskirche Leipzig [2, 6]

Die den Luftraum begrenzenden Medien reflektieren niemals zu 100 %, sondern absorbieren (schlucken) einen Teil der Schallenergie. Der Absorptionskoeffizient (Schluckgrad) ist frequenzabhängig. Er beträgt beispielsweise für

Material . . . . . . bei	128	512	2048 Hz
Beton	0,01	0,01	0,02
Putz	0,02	0,02	0,03
Ziegelmauerwerk	0,01	0,02	0,03
Linoleum	0,02	0,03	0,04
Kunststein	0,02	0,05	0,07
Holz	0,10	0,10	0,08
Baumwollstoff auf Wand .	0,04	0,13	0,32
Bodenteppich	0,04	0,15	0,52
Vorhang	0,05	0,23	0,30
Schallschluckplatten maximal	0,30	0,61	0,71

Für Textilien nimmt der Schluckgrad im allgemeinen mit steigender Frequenz zu, während er bei Holz, Wachstuch usw. den umgekehrten Frequenzgang aufweist, weil diese Materialien der auftreffenden Schallwelle durch Mitschwingen Energie entziehen. Eine nahezu frequenzunabhängige Schallabsorption von etwa 80 % über das ganze Spektrum weisen Schichten von stark lufthaltigen, watteartigen Gespinsten (Glaswolle, Iporka) auf, die von gelochten, in einigen Zentimetern Abstand von der Wand auf Lattenrosten befestigten Hartfaserplatten zusammengehalten werden.

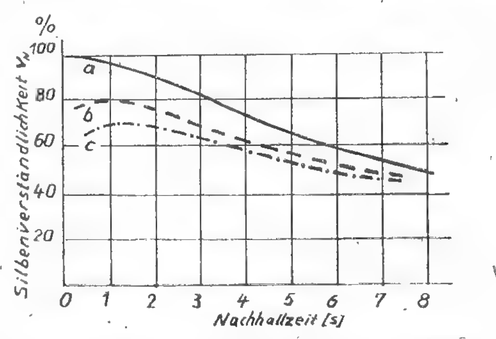


Abb. 3. Silbenverständlichkeit für Sprache in Abhängigkeit von der Nachhallzeit des Zuschauerraumes [8].
Kurve b: Mittlerer Sprecher; Kurve c: Leiser Sprecher;
Kurve a: Beliebiger Sprecher bei elektrischer Verstärkung

Bei der Berechnung der Nachhallzeiten von geschlossenen Räumen rechnet man nicht mit den wirklichen reflektierenden Innenflächen, sondern mit wesentlich kleineren „effektiven" Flächen, die so wirken, als ob sie in ihrer ganzen Ausdehnung den Schall mit der Schluckzahl 1,00 absorbierten. Bezeichnet man die wirklichen Innenflächen mit $F_1, F_2, F_3 \ldots F_n$ und die zugehörigen Schluckgrade entsprechend mit a_1, a_2, $a_3 \ldots a_n$, so ist

$$F_1 a_1 + F_2 a_2 + F_3 a_3 + \ldots F_n a_n = F A,$$

wo A der Mittelwert für das Gesamtschluckvermögen der gesamten Innenfläche F ist.

Die Schallschluckfläche eines Zuschauers beträgt rund 0,335 m² eff, die eines Polsterstuhles 0,28 m² eff. Die örtliche Verteilung der Schluckflächen im Raum ist von untergeordneter Bedeutung. Die Nachhallzeit eines Raumes vom Volumen V m³ hat W. C. Sabine für 512 Hz bestimmt zu

$$T = 0{,}161 \frac{V}{F \cdot A} \text{ [s]}.$$

Betrachtet man beispielsweise einen Raum von 28 × 20 × 5 m³ mit einem Volumen von 2800 m³, dessen Fußboden aus Beton mit einer Linoleumauflage bestehen möge, während die Seitenwände in Ziegelmauerwerk ausgeführt seien, so ergibt sich für diesen Raum mit 400 Sitzplätzen bei 75 % Besetzung nach Sabine eine Nachhallzeit von 3,25 Sekunden. In Abb. 2 sind optimale Nachhallzeiten für Säle in Abhängigkeit vom Rauminhalt für verschiedene Schallvorgänge angegeben.

Getragene feierliche Musik verlangt relativ große Nachhallzeiten, damit die einzelnen Töne miteinander zu einem eindrucksvollen Klangbild verschmelzen. Bei flotter Musik würde dagegen ein zu großer Nachhall die betonten Rhythmen verwischen, während anderseits eine zu geringe Nachhallzeit die Musik stumpf und abgehackt klingen läßt. Bei direkter Sprache wirkt ein geringer Nachhall von weniger als 1 s schallverstärkend, während größere Nachhallzeiten die Verständlichkeit beeinträchtigen. (Abb. 3.)

Soll in dem oben betrachteten Raum Sprache oder Musik durch Lautsprecher reproduziert werden, beispielsweise für Tonfilm-Vorführungen, so müssen alle raumakustischen Eigentümlichkeiten des Wieder-

*) Der bei Rundfunkansprachen und Hörspielen oft hörbare Nachhall hoher Schallintensitäten beruht auf dem „Kopiereffekt" des Magnetofonbandes. Die Stelle starker Magnetisierung beeinflußt den magnetischen Zustand der beim Aufspulen folgenden, beim Abspulen vorhergehenden Windung; sie „kopiert" sich darauf.

gaberaumes zurücktreten oder gänzlich verschwinden, weil die vom Lautsprecher wiedergegebene Musik ja bereits mit dem Nachhall des jeweiligen Aufnahmeraumes behaftet ist. Die maximal zulässige Nachhallzeit für einen Schallwiedergaberaum liegt etwa zwischen den unteren beiden Kurven von Abb. 2.
Sie läßt sich errechnen nach der Formel

$$T_{opt.} = 0{,}83 + 0{,}041 \sqrt[3]{V} \text{ [s] *)},$$

wobei V in m³ einzusetzen ist.
In dem gegebenen Beispiel würde eine Verkleidung der Seitenwände mit schallschluckenden Platten die Nachhallzeit auf 1,07 s herabsetzen. Liegen die räumlichen Verhältnisse günstiger, so genügt es vielfach nur, die dem Lautsprecher gegenüberliegende Stirnwand des Raumes und gegebenenfalls den an diese grenzenden Teil der Seitenwände mit gut schallschluckendem Material zu bekleiden. Umgekehrt muß man bei sehr langen Räumen, die von einer Schmalseite aus beschallt werden (Lichtspieltheater, Korridore) den mittleren Teil der Seitenwände als Reflexionsflächen ausbilden, um in den hinteren Teil des Saales eine genügende Schallintensität zu reflektieren. Auch die Decke und die hinter dem Lautsprecher gelegene Stirnwand des Saales wirken in solchen Fällen als willkommene schallverstärkende Reflexionsflächen.
Da der Elektroakustiker sich in der Praxis meist vor die Aufgabe gestellt sieht, vorhandene Räume möglichst ohne bauliche Veränderung mit Schall zu versorgen, erübrigt es sich, hier bauakustische Probleme zu behandeln. Hat man die Wahl zwischen mehreren Wiedergaberäumen, so wähle man einen solchen mit einem Verhältnis Länge : Breite wie 1,5 : 1 bis 2 : 1, der keine gleichmäßig gekrümmten Flächen aufweist. Das Volumen richtet sich nach der Zahl der Hörer. Man rechnet mit 4 bis 7 m³ je Person. Eine übermäßige Höhe wirkt nachhallvergrößernd, bedingt stärkere Nachhalldämpfung und dementsprechend höhere Verstärkerleistung.
Da die im Wiedergaberaum abgeschlossene Luftmenge entsprechend ihrer Masse und Schwingungssteifigkeit ein bestimmtes Eigenschwingungsspektrum besitzt, kann sie wie jedes schwingungsfähige Gebilde sowohl in Grund- wie in Oberschwingungen angeregt werden. Es treten dann leicht stehende Wellen auf, besonders dann, wenn der Abstand paralleler Begrenzungsflächen gleich einem ganzen Vielfachen einer halben Wellenlänge ist. Tiefe Eigenfrequenzen im Bereich 100 ... 300 Hz machen sich besonders stark bemerkbar. (Der Raum neigt zum Dröhnen.) Bei Neubauten läßt sich diese Erscheinung leicht dadurch verhindern, daß man jede Parallelität zwischen Begrenzungsflächen und alle gleichen Abmessungen in verschiedenen Dimensionen vermeidet. Günstig ist ein trapezförmiger Grundriß. Bei vorhandenen Räumen hilft nur Dämpfung mit Schallschluckstoffen oder Vermeidung der Anregung besonders ausgeprägter Eigenfrequenzen durch Wegschneiden der gefährlichen Frequenzen.

Akustische Rückkopplung

Wenn Lautsprecher und Mikrophon im selben Raum stehen, besteht immer die akute Gefahr einer Rückwirkung des Sekundärschalls auf das Mikrophon, die sich in einem Aufschaukeln der Lautstärke in irgendeiner Eigenfrequenz des Systems bemerkbar macht. Die einfachste Abhilfe bietet ein stark gedämpftes Mikrophon (Kohle-Stielmikrophon oder Kristallmikrophon), das der Sprecher unmittelbar vor den Mund hält. Zur Übertragung von Reden dienen Mikrophone mit nierenförmiger (Cardioïden-)Charakteristik, die so angeordnet werden, daß der Wiedergaberaum im Bereich der minimalen Empfindlichkeit des Mikrophons liegt. Das Richtmikrophon erlaubt eine Schalldruckerhöhung um mindestens den Faktor $\sqrt{3}$ gegenüber dem ungerichteten. Oft bringt eine Abschirmung der Lautsprecher gegen das Mikrophon durch Mauervorsprünge, Wände oder eine andere, nur durch Probieren zu ermittelnde Anordnung Vorteile.

Verteilte und gerichtete Schallquellen

Bei der zentralen Schallversorgung eines Raumes mit nur einer Schallquelle großer Leistung liegt die Gefahr des Auftretens unerwünschter Echos um so näher, je größer die Abmessungen und die Nachhallzeiten des Raumes sind. Bei halligen Räumen muß man auf den Zusammenfall von Blick- und Schallrichtung verzichten und die Verstärkerleistung auf eine große Anzahl kleiner Lautsprechereinheiten verteilen, die jeweils eine bestimmte Hörergruppe nur mit direktem Schall versorgen. Die Schalleistung jeder dieser Einheiten muß durch ein frequenzunabhängiges Regelglied den örtlichen Bedürfnissen entsprechend regelbar sein. (Im Extremfalle ist vorgeschlagen worden, in der Stuhllehne jedes Sitzes einen Kleinstlautsprecher anzuordnen, der den dahinter sitzenden Hörer mit Schall versorgen sollte.) So wurden z. B. für die Schallversorgung des Lichthofes im RPZ-Gebäude in Berlin, der dank seiner Höhe und der Kachelung der Wände eine besonders hohe Nachhallzeit und starke Eigenresonanzen besaß, von Ribbek und Mitarbeitern 98 Lautsprecher vorgesehen.

Ein anderes Verfahren, hallige Räume mit Schall zu versorgen, besteht darin, die Strahlung der Lautsprecher so zu bündeln, daß sie nur Fußboden und Publikum, nicht dagegen die stark reflektierenden Seitenwände und die Decke trifft.

Man verwendet einige niedrig über den Köpfen der Hörer aufgehängte Ampellautsprecher, von denen jeder eine Fläche von etwa 60 · 60 m² versorgen kann. Wo der Gesamteindruck des Raumes nicht durch verteilte Lautsprecher gestört werden darf, kommt ein sehr elegantes, erstmals wohl von Telefunken in der Paulskirche in Frankfurt angewandtes Versorgungssystem in Betracht *). Aus der Kurzwellentechnik ist bekannt, daß man durch Nebeneinander-Anordnung mehrerer gleichphasig schwingender Strahler infolge von Interferenzen eine bestimmte Richtcharakteristik (Keule) erzielen kann. Analog besteht eine akustische Strahlergruppe aus einer Reihe dicht über-

*) H. Benecke, Ann. Phys. (5) 15 (1932), S. 260.

*) Für einzelne diskrete Frequenzen ist das Problem der Bündelung bereits früher behandelt worden. Vgl.: F. A. Fischer, „Gerichteter Schall". Die theoretischen Grundlagen für das gerichtete Senden und Empfangen von Schallwellen und seine praktische Anwendung auf Probleme der Schallausbreitung in freien Medien. Naturwissenschaften, 29. Jahrg., Heft 10 (1941).

licher Weise durch einen eingebauten logarithmischen Regler ändern. Im Ausgang des einen Verstärkers liegt ein einfaches Hochpaßfilter, bestehend aus einem Serienkondensator und einer Parallelinduktivität, in den Ausgang des anderen Verstärkers ist ein entsprechendes Tiefpaßfilter, bestehend aus Serieninduktivität und Parallelkapazität geschaltet *). (Wenn möglich, sollten die Filter nicht hinter den Verstärkerausgang, sondern zwischen die erste und zweite Verstärkerstufe geschaltet werden, wobei sich naturgemäß andere Dimensionierungswerte ergeben als hinter dem Verstärker.) Die Ausgangsleistung des

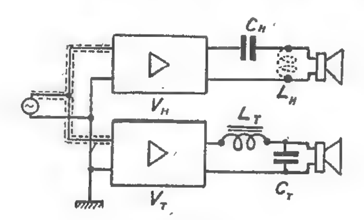


Abb. 9. Zweikanal-Übertragungsanlage

Hochton-Verstärkers v_H kann etwas kleiner sein als die des Tiefton-Verstärkers v_T. Dasselbe gilt für die Leistungaufnahme der Lautsprecher. Besondere Hochton-Systeme erübrigen sich. Die Membranen der Tieftonlautsprecher müssen bei großem Durchmesser genügend weich eingespannt sein, weil die Größe ihrer Amplitude quadratisch mit abnehmender Frequenz wächst. Zur Erhöhung der abgestrahlten Schalleistung müssen die Tieftonsysteme eingebaut werden in Schallwände, für deren Abmessungen allgemein gilt:

$$f_0 \cdot d = 100,$$

wobei f_0 die unterste abzustrahlende Grenzfrequenz und d den Durchmesser der Schallwand in m bedeutet. Für die Hochtonlautsprecher genügen Schallwände von $0{,}5 \times 0{,}5\ m^2$. Da die Membranabmessungen bei hohen Frequenzen groß sind im Vergleich zur Wellenlänge, liefern die Hochtonlautsprecher mit zunehmender Frequenz eine mehr und mehr gebündelte Strahlung. Der Öffnungswinkel der Strahlungscharakteristik (Keule) beträgt für 6000 Hz nur noch etwa 35°. Sie müssen also so gerichtet werden, daß das Publikum möglichst gleichmäßig vom direkten Schallstrahl versorgt wird.

Die Zweikanalübertragung gibt die Möglichkeit, den verschiedensten Störfrequenzen auszuweichen, beispielsweise bei Funkübertragungen durch Anheben der Höhen einem etwaigen Maschinengeräusch, durch Anheben der Tiefen und Senken der Höhen starken Luftstörungen. Auch der schädliche Einfluß der Eigenresonanz von Räumen und die Neigung mancher Anlagen zu akustischer Rückkopplung kann durch mehr oder weniger starkes Unterdrücken der Tiefen bequem beherrscht werden. Bei Schallplattenwiedergabe ist die vom Tonabnehmer gelieferte Spannung proportional der Kreisfrequenz und der Rillenauslenkung der Aufzeichnung. Man hält dieses Produkt, die sog. Geschwindigkeitsamplitude, beim Plattenschneiden konstant und erzielt dadurch eine konstante Spannung am Tonabnehmer. Da jedoch bei tiefen Frequenzen eine konstante Geschwindigkeitsamplitude unzulässig große Rillenauslenkungen verlangen würde, läßt man allgemein unterhalb 250 Hz die Geschwindigkeitsamplitude proportional der Frequenz absinken und schneidet nur noch mit konstanter Amplitude. Die dadurch verursachte Benachteiligung der tiefen Frequenzen pflegt man gewöhnlich durch einen Tiefenresonanzkreis auszugleichen, der stets noch mit einem Nadelgeräuschfilter vereinigt ist. Die beschriebene Zweikanalübertragung erfüllt beide Zwecke, obwohl naturgemäß Spezialschaltungen einen höheren Wirkungsgrad aufweisen können. Bei Musik läßt sich durch räumliche Verteilung der Hoch- und Tieftonlautsprecher Plastik und Natürlichkeit der Wiedergabe gegenüber der Einkanal-Anlage erheblich steigern.

Verstärkerleistung

Die Angaben über die zur Schallversorgung von Räumen erforderliche Verstärkerleistung weichen erheblich voneinander ab. Die nach den Formeln errechneten Werte können unbedenklich verdoppelt oder verdreifacht werden. Bezeichnet n die Anzahl der Personen, die ein zu versorgender Raum fassen kann, so ist die aufzubringende Verstärkerleistung

$$N = 5 \cdot n \cdot k \cdot 10^{-3}\ [W]$$ (nach Dietz und Ritter).

Der Faktor k beträgt für Sprachübertragung in geschlossenen Räumen 1 ... 2, für Musikübertragung in geschlossenen Räumen 2 ... 3, bei großem Störpegel

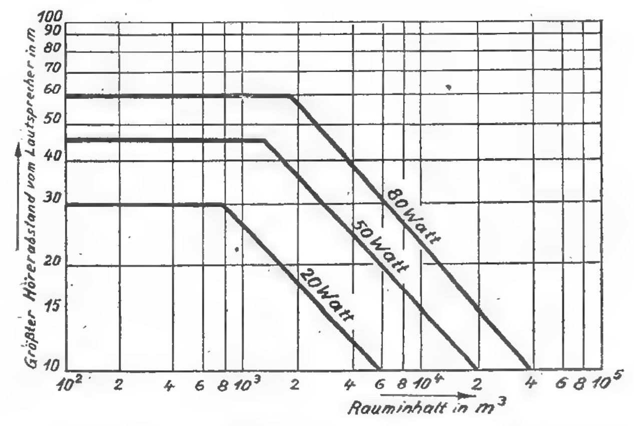


Abb. 10. Versorgungsbereich einer Lautsprecheranlage mit 20, 50 und 80 Watt Verstärkerleistung und normalen Konus-Lautsprechern (Klangfilm)

3 ... 5. Die unteren Werte gelten jeweils für Räume mit großer Nachhallzeit. Etwas genauere Ergebnisse liefert die Formel:

$$N = \frac{p \cdot V}{T \cdot \eta \cdot 10^4}.$$

Hierin bedeutet V den Inhalt des Raumes in m^3,
T die Nachhallzeit des Raumes in s,
η den Wirkungsgrad d. Lautsprechers,
p einen Faktor, der den Einfluß des mittleren Störpegels erfaßt, und zwar ist bei völliger Ruhe p = 1
bei leisem Sprechen p = 2
in unruhigen Räumen p = 3
in Fest- u. Tanzsälen p = 5 ... 10

Der Wirkungsgrad gewöhnlicher dynamischer Konuslautsprecher kann mit 0,04 ... 0,05 angesetzt werden. Bei Lautsprechern mit Exponentialtrichter steigt der Wirkungsgrad auf 0,10.

*) Dimensionierungsbeispiel: Bei 500 Ohm Ausgangsimpedanz: $C_H = 0{,}1\ \mu F$, $L_T = 1{,}2\ Hy$.

Faktoren zusammen, so daß sich die Gesamtverständlichkeit v_{ges} ergibt zu

$$v_{ges} = 0{,}96 \cdot v_N \cdot v_{St} \cdot v_H \cdot v_T.$$

Verzerrungen

Lineare Verzerrungen treten hauptsächlich in den mechanischen Systemen einer Schallübertragungsanlage, d. h. in Mikrophonen, Tonabnehmern, Lautsprechern usw. als Folge von Eigenresonanzen auf, während sie sich in den elektrischen Gliedern beliebig kompensieren lassen. Bei Übertragungen von Musik kann eine Beeinträchtigung der Musikqualität

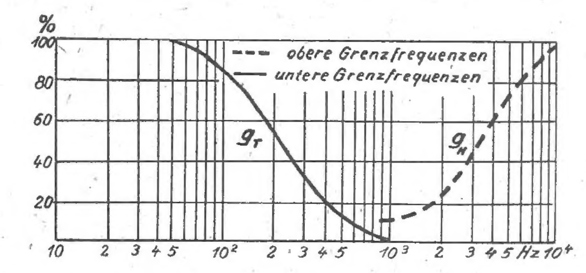


Abb. 7. Subjektiv beurteilte Güte der Wiedergabe von Musik in Abhängigkeit von der oberen und unteren Grenzfrequenz der Übertragungsanlage [5]

durch Einengung des Frequenzbandes nur subjektiv geschätzt werden. Setzt man die Wiedergabe-Qualität bei gleichmäßiger Übertragung des gesamten hörbaren Frequenzspektrums gleich 100 %, so nimmt nach den gemittelten Schätzungen einer großen Zahl von Beobachtern die Wiedergabegüte von Orchestermusik beim Wegschneiden der hohen Frequenzen nach der gestrichelten Kurve g_H in Abb. 7, beim Unterdrücken der tiefen dagegen wesentlich schneller nach der ausgezogenen Kurve g_T ab. Je höher der Anteil der übertragenen hohen Frequenzen ist, desto mehr Aufmerksamkeit erheischt die Musik selbst und desto weniger eignet sie sich beispielsweise zur Begleitung monotoner Arbeit.

Nichtlineare Verzerrungen treten vorwiegend in mechanischen Systemen mit unsymmetrischer Elastizität (Kohlemikrophon) und in übersteuerten elektrischen Systemen auf. Sie verursachen die Neubildung von Teiltönen, die im ursprünglichen Schallvorgang nicht enthalten waren und die sich als Klirren, Rauhigkeit oder als Klangfarbeänderung äußern. Sie machen sich hauptsächlich bei Musikübertragungen störend bemerkbar, und ihre Störfähigkeit läßt sich nur subjektiv ermitteln. Die in Abb. 8 auf der Ordinate aufgetragenen Zahlen entsprechen nachstehenden Bewertungen:

0 = unverzerrt.
1 = mit besonderer Aufmerksamkeit bei Spitzenlautstärken Unterschied gegenüber dem unverzerrten Klang wahrnehmbar.
2 = ohne Aufmerksamkeit geringer Unterschied gegenüber unverzerrtem Klang wahrnehmbar.
3 = Unterschied gegenüber unverzerrtem Klang deutlich wahrnehmbar.
4 = stark verzerrt.
5 = sehr unangenehm stark verzerrt.

Bei Sprache ist die Bewertung viel weniger kritisch.

Für die Erprobung einer Schallübertragungsanlage konnte früher, als Originalmusik und Schallplattenwiedergabe eindeutig zu unterscheiden waren, ohne weiteres Rundfunk-Musikspannung unmittelbar hinter der Rf-Leitung oder nach Gleichrichtung der Trägerfrequenz durch einen Detektor oder eine hoch beaufschlagte Diodenstrecke als Qualitätsnormal benutzt werden. Heute sind die meisten deutschen Rundfunk-Musikdarbietungen Magnetofon-Aufnahmen, die sich nicht wie die früheren Wachsplatten durch einen erheblichen Störgeräuschpegel bemerkbar machen. Da sie aber gelegentlich erhebliche lineare und nichtlineare Verzerrungen, Verschmierung des Klangbildes, geringe Brillanz und hin und wieder eine unter der Hörbarkeitsgrenze liegende Störmodulation infolge wechselnder Banddicke aufweisen *), darf die Musikqualität einer Schallübertragungsanlage nur mit Original- (Life-) Sendungen erprobt werden. (Erkundigungen bei der Sendegesellschaft.)

Entzerrung

Jede Schallübertragungs-Anlage für Innenräume muß eine Entzerrerschaltung besitzen, die es ermöglicht, den Frequenzgang der Anlage in weiten Grenzen nach Belieben zu verändern und ihn der frequenzabhängigen Ohrempfindlichkeit anzugleichen, deren Verlauf sich — wie in Abb. 1 gezeigt wurde — mit dem absoluten Schalldruckpegel ändert. Eine einfache Tonblende, die die Frequenzkurve der Anlage lediglich im Bereich der hohen Frequenzen zu senken gestattet und die man an den meisten handelsüblichen Verstärkern findet, genügt nicht. Wirksamer ist die Senkung des mittleren Teils der Frequenzkurve zugunsten der

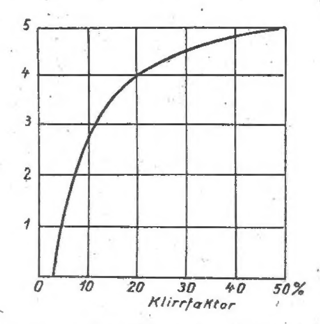


Abb. 8. Subjektiv beurteilte Güte der Wiedergabe von Musik in Abhängigkeit vom Klirrfaktor der Übertragungsanlage [5]

hohen und tiefen Frequenzen durch veränderliche Gegenkopplung. Doch ist hiermit gewöhnlich eine Lautstärkeverringerung verbunden. Auch bedingt eine solche subtraktive Entzerrerschaltung stets einen Eingriff in den Verstärker. Weniger bekannt für Übertragungsanlagen ist die additive Entzerrung durch Zweikanal-Verstärker, die zwar einen etwas höheren Aufwand verlangt als die subtraktive, dafür aber viel leichter mit kommerziellen Verstärkern verwirklicht werden kann und eine weitgehende Änderung des Klangbildes ohne fühlbare Lautstärkeänderungen ermöglicht. Der Tonfrequenzgenerator (Abb. 9) wird parallel an die Eingänge zweier annähernd gleicher handelsüblicher Niederfrequenz-Verstärker geschaltet. Der Verstärkungsgrad jedes Verstärkers läßt sich in üb-

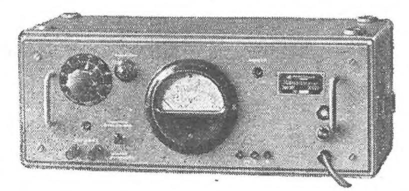
*) Diese Fehler sind keineswegs Eigentümlichkeiten des magnetischen Aufzeichnungsverfahrens mit Hochfrequenzlöschung, das als unstreitig bestes derzeit bekanntes Verfahren bezeichnet werden kann. Sie werden lediglich durch die z. Zt. noch stark schwankende Güte der Bänder verursacht.



Aus unserer Fertigung:

Millivoltmeter Type UVU

0,1 mV...30 V ± 3 % 30 Hz...180 kHz



ROHDE & SCHWARZ · MÜNCHEN

München 9 · Tassiloplatz 7 · Ruf 42821 · Fernschr. 063860



Weichmagnetische Werkstoffe

nach DIN 41301

Übertragerblechklassen A 1, D 1 — 3, E 3

Nicht genormte Legierungen

mit hoher Anfangs- und Maximalpermeabilität,
mit rechteckiger Magnetisierungsschleife,
mit kleiner Hysteresekonstante

HERAEUS-VACUUMSCHMELZE
Aktiengesellschaft
HANAU/MAIN

WILHELMSWERK
WUPPERTAL-V.

Vohwinkeler Str. 154, Fernruf 33331 u. 33351
Telegr. Adr. Wilhelmswerk Wuppertal-V.

Fabrik für Apparate der Fernmeldetechnik, Kabelgarnituren, Telegraphenbauzeug und Feineisenkonstruktionen



Eingetr. Fabrikmarke

FABRIKATIONSPROGRAMM

Kabelabschlußgerät
Kabelmuffen, Dosen-Endverschlüsse,
Endverschlüsse, Trenn-Endverschlüsse,
Überführungs-Endverschlüsse, Endverzweiger

Verteilungsgerät
Hauptverteiler, Linien-Verzweiger,
Kabel-Verzweiger, Wandverteiler, Lötösenstreifen,
Klemmleisten, Umschalter

Bauzeug
Löt- und Trockenöfen,
Schachtabdeckungen für innen und außen

Feineisen- und Blechkonstruktionen
Schaltschränke, Schutzkappen, Verschlüsse,
Stanz- und Ziehteile aller Art

Kunstharz-Preßstoffteile



Abb. 10 (nach Klangfilm) zeigt den empirisch ermittelten Versorgungsbereich für drei mittlere Verstärkeranlagen unter Berücksichtigung der größten Sitzplatzentfernung vom Lautsprecher. Die Kurven, die für Tonfilmtheater aufgestellt sind, lassen sich natürlich auch auf andere Räume anwenden, wenn man deren Störpegel berücksichtigt.

Schrifttumsnachweis:

[1] Hütte: Des Ingenieurs Taschenbuch, I. Band, 27. Aufl., Berlin 1942.
[2] K. Henney: Radio Engineering Handbook, Second Edition, Mac Graw-Hill Book Company, New York 1935.
[3] W. Westphal: Physik, 11. Aufl., Berlin 1943, Springer.
[4] R. W. Pohl: Einführung in die Physik (Mechanik, Akustik und Wärmelehre). 5. u. 6. Aufl., Berlin 1942, Springer.
[5] E. Rickmann und H. Heyda: Elektroakustisches Taschenbuch (G. Neumann u. Co.) VDI-Verlag, Berlin 1941.
[6] W. Hassel: Hilfsbuch für Hochfrequenz-Techniker, Berlin 1938.
[7] V. O. Knudsen: Architectural Acoustics, New York 1932.
[8] J. Engl: Raum- und Bauakustik, Akad. Verlagsges., Leipzig 1939.
[9] M. Gosewinkel: Lautstärke-Messungen. ATM 55 (1948), V 55—4.
[10] H. Lichte u. A. Narath: Physik u. Technik des Tonfilms, Leipzig 1941, Hirzel.

Zeitschriftenlese

The Journal of the Institution of Electrical Engineers, Tl III, Bd. 95, September 1948

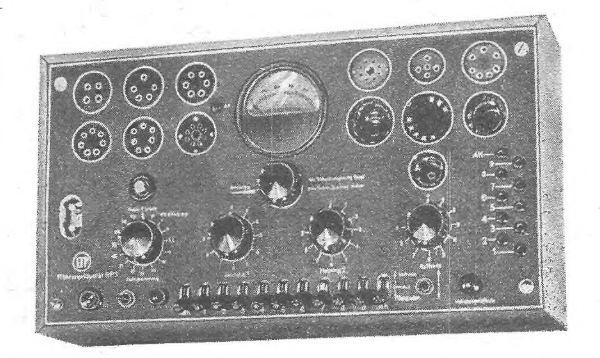
S. 313—314: Proceedings at the Convention on Scientific Radio. —
Summaries of Papers presented at the Convention on Scientific Radio (with Discussions):
S. 315: "Standards and Measurements", S. 324—330: "Propagation", S. 330—340: "Radio Noise", S. 340—345: "Radio Physics". —
S. 346—350: J. S. Gooden, The Field Surrounding an Antenna in a Waveguide. — (Das Feld in der Umgebung einer Antenne in einem Hohlleiter.)
S. 351—362: L. E. Beghian, The Estimation and Forecasting of Short-Wave Propagation Conditions, with special reference to Naval Communications. — (Die Schätzung und Voraussage von Kurzwellen-Ausbreitungsbedingungen, speziell für Schiffsverkehr.)
S. 362: Discussion on "Space-Charge Effects in Beam Tedrodes and other Valves". — (Raumladungseffekte in Strahltetroden und anderen Röhren.)
S. 363—370: P. M. Woodward, and J. D. Lawson, The Theoretical Precision with which an Arbitrary Radiation-Pattern may be obtained from a Source of Finite Size. — (Die theoretische Genauigkeit, mit der eine beliebige Strahlungscharakteristik von einer Strahlungsquelle begrenzter Abmessungen erhalten werden kann.)
S. 370: Discussion on "Impulsive Interference in Amplitude-Modulation Receivers". — (Impulsstörungen in Amplitudenmodulations-Empfängern.)
S. 371—390: E. Parker, and P. R. Wallis, Three-Dimensional Cathode-Ray Tube Displays. — (Dreidimensionale Leuchtschirmbilder.)
S. 391—411: R. J. Halsey, and J. Swaffield, Analysis-Synthesis Telephony, with special reference to the Vocoder. — (Analysis-Synthesis-Telephonie, unter spezieller Berücksichtigung des Vocoders.)
S. 411—412: Discussion on "New Possibilities in Speech Transmission". — (Neue Möglichkeiten der Sprachübertragung.)
S. 412—413: Discussion on "Tests for the Selection of Components for Broadcast Receivers". — (Prüfmethoden für die Auswahl von Bauteilen von Rundfunkempfängern.)
S. 414: Discussion on "Triodes for Very Short Waves-Oscillators". — (Trioden für Ultra-Kurzwellensender.)
S. 415—422: A. F. Pearce, A Velocity-Modulation Reflection Oscillator for Wavelengths of about 3—2 cm. — (Ein geschwindigkeitsmodulierter Reflexions-Oszillator für Wellenlängen von etwa 3,2 cm.)
S. 422—424: Discussion on "A Survey of the Telephone Transmission-Rathing Problem". — (Eine Untersuchung über das Telefongebühren-Problem.)

Tl III, Bd. 95, November 1948

S. 425—435: M. V. Callendar, M. A., Range of Low-Power Radiocommunication. — (Die Reichweite für drahtlosen Verkehr mit kleiner Leistung.)
S. 436: Discussion on "Some Aspects of the Design of Balanced Rectifier Modulators for Precision Applications". — (Einige Gesichtspunkte für die Konstruktion von Gleichrichter-Brückenmodulatoren für Präzisionszwecke.)
S. 437—453: C. Crampton, W. Struszynski, De Walden and P. G. Redgment, Some Principles underlying the Design of Aerial Systems for High-Frequency Radio Direction-Finders in H. M. Ships. — (Einige Richtlinien für die Konstruktion von Antennensystemen für Funkpeilanlagen auf Kriegsschiffen.)
S. 454—458: Discussion on "Some Developments in Commercial Point-to-Point Radiotelegraphy" and "Carrier-Frequency Shift Telegraphy". — („Einige Entwicklungen im kommerziellen Funkverkehr zwischen festen Stationen" und „Trägerfrequenz-Umtastungs-Telegraphie".)
S. 459—465: R. V. Alfred, and A. Reiss, An Anti-Clutter Radar Receiver. — (Ein Funkmeßempfänger mit Maßnahmen gegen Überdeckungseffekte.)
S. 465—466: Discussion on "Pulse Communication". — (Impulsverkehr.)
S. 467—470: Discussion on "The Design of a High-Fidelity Disc-Recording Equipment". — (Die Konstruktion eines Schallplatten-Aufzeichnungsgerätes für hohe Wiedergabetreue.)
S. 471—472: Discussion on "To what Extent does Distortion really matter in the Transmission of Speech and Music?" (Radio Section Discussion Meeting). — (In welchem Umfang beeinträchtigen Verzerrungen tatsächlich die Übertragung von Sprache und Musik?)
S. 473—484: H. R. Allan, and C. D. Curling, The Design and Use of Resonant-Cavity Wavemeters for Spectrum Measurements of Pulsed Transmitters at Wavelengths near 10 cm. — (Konstruktion und Anwendung eines Resonanzraum-Wellenmessers für Spektraluntersuchungen an Impulssendern im Wellenbereich um 10 cm.)
S. 485—488: L. Levin, Reflections from Flat Sheet and Angle Reflectors. — (Reflexionen von ebenen und gewinkelten Reflektorflächen.)

Röhrenprüfgerät RP 3

für deutsche und ausländische Röhren



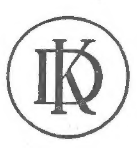
Meßmöglichkeiten:

Heizfadenbruch, Elektrodenschluß, Vakuumgüte



Labor für technische Physik
Inh. H. LENNARTZ & H. BOUCKE
(14 b) Tübingen, Blaue Brücke 14

KABELWERK DUISBURG



DUISBURG



Fernsprech-

Telegrafen- und Signalkabel

Fernkabel, Fernleitungskabel

See- und Flußkabel



MIX & GENEST

AKTIENGESELLSCHAFT

BERLIN UND STUTTGART

70 Jahre

Forschen und Schaffen im Dienste der Fernmeldetechnik

FERNSPRECHEN
FERNMELDEN
FÖRDERN



Technische Export-Messe Hannover
20.— 30. Mai in Halle 3, Stand 81



Kabel für fernmeldetechnische Zwecke für Orts- und Weitverkehr

Isolierte Fernmeldeleitungen

Freileitungen

OSNABRÜCKER KUPFER- UND DRAHTWERK
OSNABRÜCK

1873 75 Jahre 1948